

Entwicklung eines Messplatzes zur ortsaufgelösten, lichtinduzierten Stimulation und dessen Anwendung auf Solarzellenemitter aus laserbearbeiteten Siliziumnanopartikeln

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften,
Abteilung Elektrotechnik und Informationstechnik
der Universität Duisburg-Essen

zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Ingenieurwissenschaften
genehmigte Dissertation

von
Lucas Aaron Bitzer
aus Gießen

Erster Gutachter: Prof. Dr. Roland Schmechel

Zweiter Gutachter: Prof. Dr. Gerd Bacher

Tag der mündlichen Prüfung: 05.07.2016

„Es ist nicht schwer, zu komponieren. Aber es ist fabelhaft schwer,
die überflüssigen Noten unter den Tisch fallen zu lassen.“

Johannes Brahms

Kurzzusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Verbesserung der Fokussierung und der Auflösung von Systemen zur orts aufgelösten, lichtinduzierten Stimulation (LS). In gängigen Systemen wird der Fokuspunkt des anregenden Lichtstrahls vor der Messung manuell eingestellt. Die hier vorgestellte Fokussiermethode hingegen basiert auf der Verwendung eines von der Probe unabhängigen Referenzpunktes, an dem der Fokuspunkt vorab ermittelt wird. Vor der eigentlichen Messung wird die komplette Proben topographie mit Hilfe eines Laser-Wegmessensors bestimmt, sodass nachfolgend der korrekte Fokusabstand jedes einzelnen Messpunktes eingestellt werden kann. Dies ermöglicht es beispielsweise gegen die Tischebene verkippte, raue oder auch gebogene Proben korrekt zu messen. Unter Berücksichtigung des Lichtweges können auch verkapselte Proben (z. B. unter Glas) verwendet werden.

Die Fokussiermethode für LS-Systeme wurde anhand eines entwickelten Optical Beam Induced Current (OBIC)-Messplatzes zur orts aufgelösten Bestimmung des Kurzschlussstromes von Solarzellen demonstriert, ist aber prinzipiell für alle LS-Systeme gültig. Die maximale Auflösung des OBIC-Systems ist in der Höhenschwankung des zur Probenpositionierung verwendeten xy -Tisches begrenzt. Durch die Anwendung der aus der CCD- und CMOS-Bildoptimierung bekannten Super Resolution (SR)-Methode ist es möglich, die maximale Auflösung des Systems zu verbessern. Dies wurde durch die Anpassung des SR Projection Onto Convex Sets (POCS)-Algorithmus an das OBIC-System sowie POCS-Ergebnissen mit resultierender, erhöhter Bildqualität gezeigt.

Am Beispiel von Siliziumsolarzellen, deren Emitterschichtdotierung durch einen Lasersinterprozess mit dotierten Siliziumnanopartikeln (Si-NP) realisiert wird, konnte die Anwendung der OBIC-Methode anhand von Prozessoptimierung sowie Parameter- und Fehleranalyse demonstriert werden. Durch die Hinzunahme eines Messplatzes zur Bestimmung der internen Quanteneffizienz wurde zusammen mit OBIC-Messungen unter Verwendung verschiedener Wellenlängen eine tiefenabhängige und orts aufgelöste Analyse der Proben durchgeführt.

Abstract

This thesis shows an alternative principle to achieve optimal focusing conditions or rather the smallest possible beam diameter for scanning light stimulation (LS) systems. Usually, the focus adjustment is fixed and done prior to the light stimulated measurement by a manual process. The focusing principle introduced in this work is based on a reference point where the focus is adjusted independently of the measured sample. In addition, the topography of the sample is obtained in advance using a laser distance sensor. With this information the focus is adjusted in each LS measurement point, ensuring optimal focus conditions all over the sample. Furthermore, the sample can be tilted, rough or bent and can have different surface materials. To measure encapsulated devices (e.g. covered by glass), the focusing process was modified to include changes in the optical pathway due to refraction.

The principle was implemented using a developed Optical Beam Induced Current (OBIC) system to measure the space-resolved short circuit current of solar cells, but can be applied to any other LS system. The resolution limitations of the OBIC system were evaluated, showing that the system is mainly restricted by the height fluctuations of the used xy -table to move the sample. A widespread method to overcome the resolution limitation of imaging systems is the Superresolution (SR) technique, used in digital image processing. SR is a common approach to enhance the resolution of CCD and CMOS sensor images. Here it is demonstrated that SR can be applied with LS systems. Thereby, the Projection Onto Convex Sets (POCS) algorithm was chosen and modified to suit the needs of LS systems, and a significant improvement in image quality was obtained.

The application of the developed OBIC system as a tool to optimize the production process and analyze parameters or failures, was demonstrated at the example of solar cells with an emitter dopant concentration produced by laserprocessed, doped silicon nanoparticles. Using OBIC measurements at different wavelengths in combination with internal quantum efficiency (IQE) measurements, the production process could be analyzed laterally and in depth.

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	XIII
Formelzeichen und Symbole	XVII
1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen	5
2.1 Grundlagen der Optik	5
2.1.1 Geometrische Optik	5
2.1.2 Gaußsche Strahlenoptik	6
2.1.3 Ausbreitung von Laserstrahlung	6
2.1.4 Fokussierung mittels Objektiv	8
2.2 Grundlagen der Photovoltaik	9
2.2.1 Absorption von Strahlung	9
2.2.2 Der pn-Übergang und die Ladungsträgertrennung	9
2.2.3 Ladungsträgerrekombination	11
2.2.4 Strom-Spannungs-Kennlinie einer idealen Solarzelle	12
2.2.5 Das Eindiodenmodell der realen Solarzelle	14
2.2.6 Der Wirkungsgrad einer Solarzelle	16
2.2.7 Die externe und interne Quanteneffizienz	16
2.2.8 Photoströme der realen Solarzelle	17
2.2.9 Verlustmechanismen in realen Solarzellen	19
3 Entwicklung eines Messplatzes zur lichtinduzierten Stimulation	21
3.1 Theoretische Beschreibung des Messprinzips	23
3.1.1 Die Entstehung des Bildkontrastes und Definition der Auflösung	23
3.1.2 Einfluss der Parameter auf Auflösung und Bildkontrast	27
3.1.3 Lateraler Rasterungsprozess	30
3.1.4 Die Auswahl des Rasterabstandes	31
3.2 Technische Entwicklung des OBIC-Systems	32
3.2.1 Lichtquellen	35
3.2.2 Justierbares ReflX Spiegelobjektiv	39

3.2.3	Dreidimensionales Linearachsensystem	40
3.2.4	Elektro-optische Sensoren	41
3.2.5	Strom- und Spannungsmessgeräte	43
3.2.6	Kontaktierung und Probenhalterung	44
3.2.7	Digitale Messwerterfassung und Datenauswertung	44
3.3	Adaptive Fokussierungsmethode für LS-Systeme	46
3.3.1	Adaptive Fokussierung mit Referenzpunkt	46
3.3.2	CMOS-Kamera als Referenzpunkt	48
3.3.3	Kantenscan als Referenzpunkt	49
3.3.4	Demonstration des adaptiven Fokussiersystems	52
3.3.5	Tischschwankungen als Grenzen des Messsystems	53
3.3.6	Adaptive Fokussierung mit verkapselten Proben	61
3.4	Verbesserung der Auflösung von LS-Systemen durch SR-Algorithmen	67
3.4.1	SR-Modell und Algorithmenauswahl	68
3.4.2	Definition der POCS-Randbedingungen des Systems	69
3.4.3	Angepassung von LS-Messung und POCS-Algorithmus	73
3.4.4	Diskussion der Rekonstruktionsergebnisse	76
3.4.5	Systemanalyse und Parameterwahl	78
3.4.6	Praktische Anwendung der SR-Methode in LS-Systemen	81
4	Anwendungsbeispiel: Analyse von Solarzellen mit Si-NP-Emitter	83
4.1	Einordnung der Solarzellen mit Si-NP-Emitter	84
4.1.1	Prinzipieller Aufbau und Herstellung der Solarzellen	84
4.1.2	Strom-Spannungskennlinie und Wirkungsgrad	85
4.1.3	Modellanalyse der internen Quanteneffizienz	87
4.1.4	Messungen der externen und internen Quanteneffizienz	93
4.2	OBIC-Prozessoptimierung durch Fehleranalyse	95
4.2.1	OBIV-Fehleranalyse des Prozesses	96
4.2.2	Tiefenabhängige OBIV-Analyse von Emitter, RLZ und Absorber	98
4.2.3	OBIV-Analyse einer Probe mit gebogener Oberfläche	99
4.3	OBIC-Prozessanalyse durch laterale Variation	101
4.3.1	Versinterung unter Stickstoff und Luft	102
4.3.2	Zeitliche Stabilität der Wasserstoffpassivierung	104
4.3.3	Temperaturstabilität der Wasserstoffpassivierung	104
4.3.4	Optimierung der Laserenergie	108
4.3.5	Mehrfache Laserbehandlung der Emitterschicht	110
4.3.6	Mehrfache Si-NP-Beschichtung und Laserbehandlung	111

4.3.7	Reduzierung der Dotierstoffkonzentration des Emitters	113
4.3.8	Emitterschichten auf strukturierten Oberflächen	115
4.4	Weitere Anwendungsbeispiele der OBIC-Methode	120
4.4.1	Der <i>pn</i> -Übergang eines thermoelektrischen Generators	120
4.4.2	Lokale, thermische Versinterung von Siliziumwafern	122
5	Zusammenfassung und Ausblick	125
A	Anhang	i
A.1	Gittereffizienzen der Monochromatorsysteme	i
A.2	Auswertung der gemessenen <i>I-U</i> -Kennlinien mittels Matlab	i
A.3	Herstellungsprozess der Si-NP-Solarzellen	iii
A.3.1	Aufbringen von Lösungen mit sphärischen Partikeln	vi
A.3.2	Randinhomogenitäten der aufgeschleuderten Si-NP-Schicht	viii
A.4	Bestimmung der externen und internen Quanteneffizienz	ix
A.5	Modellanalyse der internen Quanteneffizienz	xii
A.5.1	Bestimmung der benötigten Größen zur Modellbildung	xii
A.5.2	Berechnung der internen Quanteneffizienz	xv
A.6	Parameter der OBIC-Messungen	xvii
A.7	LabVIEW-Programme	xx
	Abbildungsverzeichnis	xxiii
	Tabellenverzeichnis	xxvii
	Literaturverzeichnis	xxix
	Studentische Arbeiten	xliv
	Eigene Veröffentlichungen	xlvii
	Danksagung	xlix

Abkürzungsverzeichnis

AM1,5G	Standardwert der Luftmasse für Zenitwinkel 48,2° (<i>engl. Air Mass 1.5 Global</i>)
BNC	Koaxialstecker Bayonet Neill Concelman
c-Si	kristallines Silizium
CCD	Charge-Coupled Device
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
cw	continuous wave
DOF	Schärfentiefe (<i>engl. depth of field</i>)
DPSS	Diode Pumped Solid State
EBIC	Electron Beam Induced Current
ECV	elektrochemische Kapazitäts-Spannungsmessung
ELVIS	Educational Laboratory Virtual Instrumentation Suite
EQE	Externe Quanteneffizienz
FC/PC	Lichtwellenleiter Steckertyp (<i>engl. Fiber Connector</i>)
FF	Füllfaktor
GPIB	General Purpose Interface Bus
HF	Flusssäure
HR	Hohe Auflösung (<i>engl. High Resolution</i>)
HWB	Halbwertsbreite (<i>engl. Full Width Half Maximum</i>)
IEEE	Institute of Electrical and Electronics Engineers
IQE	Interne Quanteneffizienz

ISE	Fraunhofer-Institut für Solare Energiesysteme
IUTA	Institut für Energie und Umwelttechnik e.V.
LIVA	Light Induced Voltage Alteration
LR	Niedrige Auflösung (<i>engl. Low Resolution</i>)
LS	Lichtinduzierte Stimulation
MFD	Modenfelddurchmesser (<i>engl. Mode Field Diameter</i>)
MSE	Mittlere, quadratische Abweichung (<i>engl. mean squared error</i>)
NA	Numerische Apertur
NP	Nanopartikel
OBIC	Optical Beam Induced Current
OBIRCH	Optical Beam Induced Resistance Change
OBIV	Optical Beam Induced Voltage
PE	Photoelektrischer Effekt
POCS	Projection Onto Convex Sets
PSF	Punktspreizfunktion
PV	Photovoltaik
REM	Rasterelektronenmikroskop
RLZ	Raumladungszone
RMS	Quadratisches Mittel (<i>engl. Root-Mean-Square</i>)
SC	Rotationsbeschichtung (<i>engl. Spin Coating</i>)
SEI	Seebeck Effect Imaging
Si-NP	Siliziumnanopartikel
SMU	Source-Measure-Unit
SR	Superresolution
SRH	Shockley-Read-Hall
STC	Standardtestbedingungen (<i>engl. Standard Test Conditions</i>)

TE	Thermoelektrischer Effekt
TEG	Thermoelektrischer Generator
TIVA	Thermally Induced Voltage Alteration
USB	Universal Serial Bus

Formelzeichen und Symbole

α	Einfallswinkel	$[\alpha] = ^\circ$
$\alpha'(\lambda)$	Wellenlängenabhängiger Absorptionskoeffizient	$[\alpha'(\lambda)] = \text{cm}^{-1}$
α_F	Einfallswinkel des fokussierten Lichtstrahls	$[\alpha_F] = ^\circ$
α_L	Einfallswinkel des Laserlichtweges	$[\alpha_L] = ^\circ$
β	Ausfallswinkel	$[\beta] = ^\circ$
β_F	Ausfallswinkel des fokussierten Lichtstrahls	$[\beta_F] = ^\circ$
β_L	Ausfallswinkel des Laserlichtweges	$[\beta_L] = ^\circ$
Δh	Abweichung zur idealen Fokuseinstellung	$[\Delta h] = \text{m}$
Δh_{\max}	Maximale Höhenvariation	$[\Delta h_{\max}] = \text{m}$
Δs	Rasterabstand in x - und y -Richtung	$[\Delta s] = \text{m}$
Δx	Laterale Verschiebung (Lasersensor – Objektiv)	$[\Delta x] = \text{m}$
Δx_r	Rasterabstand in x -Richtung	$[\Delta x_r] = \text{m}$
Δy	Laterale Verschiebung (Lasersensor – Objektiv)	$[\Delta y] = \text{m}$
Δy_r	Rasterabstand in y -Richtung	$[\Delta y_r] = \text{m}$
$\Delta z(x, y)$	Fokusanpassung der z -Achse	$[\Delta z(x, y)] = \text{m}$
Δz_v	Höhenvariation	$[\Delta z_v] = \text{m}$
δ	Konvergenzintervall der Datenrandbedingung	
$\Delta \lambda$	Transmittierter Wellenlängenbereich	$[\Delta \lambda] = \text{nm}$
Δ_2	Verschiebung zur Referenz (Faktor 2)	$[\Delta_2] = \text{m}$
Δ_3	Verschiebung zur Referenz (Faktor 3)	$[\Delta_3] = \text{m}$
δ_{rel}	Relatives Konvergenzintervall der Datenrandbedingung	
ϵ	Relative Permittivität	
ϵ_0	Permittivität des Vakuums	$\epsilon_0 \approx 8,854\,187\,8 \cdot 10^{-12} \text{ A s V}^{-1} \text{ m}^{-1}$
η	Wirkungsgrad der Solarzelle	$[\eta] = \%$

η'	Viskosität der Flüssigkeit	$[\eta'] = \text{Pa s}$
η'_0	Viskosität des Lösungsmittels	$[\eta'_0] = \text{Pa s}$
$\hat{\mathbf{H}}$	Punktpreisfunktion des Systems	
λ	Lichtwellenlänge	$[\lambda] = \text{nm}$
μ	Ladungsträgerbeweglichkeit	$[\mu] = \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$
μ_0	Ermittelte Ladungsträgerbeweglichkeit	$[\mu_0] = \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$
μ_{\min}	Ermittelte Ladungsträgerbeweglichkeit	$[\mu_{\min}] = \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$
ω	Rotationsgeschwindigkeit	$[\omega] = \text{rad s}^{-1} = \text{U min}^{-1}$
π	Kreiszahl	$\pi \approx 3,141\,59$
ρ	Radius des Lichtstrahls	$[\rho] = \text{m}$
ρ_0	Radius an der Strahltaile	$[\rho_0] = \text{m}$
τ_{Auger}	Lebensdauer durch Auger-Rekombination	$[\tau_{\text{Auger}}] = \text{s}$
τ_{A}	Lebensdauer der Minoritäten im Absorber	$[\tau_{\text{A}}] = \text{s}$
τ_{E}	Lebensdauer der Minoritäten im Emitter	$[\tau_{\text{E}}] = \text{s}$
τ_{SRH}	Lebensdauer durch SRH-Rekombination	$[\tau_{\text{Auger}}] = \text{s}$
$\tau_{\text{Strahlung}}$	Lebensdauer durch strahlende Rekombination	$[\tau_{\text{Strahlung}}] = \text{s}$
Θ	Halber Öffnungswinkel des Objektivs	$[\Theta] = ^\circ$
f	Unverfälschter Datensatz (Original)	
f_0	Angenommener Startwert	
g	Verfälschter Datensatz (Messung)	
n	Additives Rauschen	
r_i	Restwert zwischen gemessenem und berechnetem LR-Subbild	
u	Bilddatensatz	
v	Bilddatensatz	
A	Bestrahlte Fläche	$[A] = \text{m}^2$
a	Untere Grenze der Amplitudenrandbedingung	
A_{A}	Anteil der absorbierten Strahlungsintensität im Absorber	$[A_{\text{A}}] = \%$
A_{E}	Anteil der absorbierten Strahlungsintensität im Emitter	$[A_{\text{E}}] = \%$

A_{RLZ}	Anteil der absorbierten Strahlungsintensität in der RLZ	$[A_{\text{RLZ}}] = \%$
b	Obere Grenze der Amplitudenrandbedingung	
c	Lichtgeschwindigkeit	$c \approx 2,997\,924\,58 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$
C_A	Konvexe Menge der Amplitudenrandbedingung	
C_D	Konvexe Menge der Datenrandbedingung	
c_G	Massenanteil der Kugeln im Lösungsmittel	$[c_G] = \text{m}^3$
C_s	Geschlossene, konvexe Lösungsmenge	
c_V	Volumenanteil der Kugeln im Lösungsmittel	$[c_V] = \text{m}^3$
C_k	k -te geschlossene, konvexe Menge	
C_p	Auger-Koeffizient für p -typ Silizium	$[C_p] = 1 \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$
D	Diffusionskoeffizient	$[\mu] = \text{cm}^2 \text{ s}^{-1}$
$d(x, y)$	Gemessene Oberflächentopographie	$[d(x, y)] = \text{m}$
d_1	Lichtfleckdurchmesser der Referenzmessung	$[d_1] = \text{m}$
d_2	Lichtfleckdurchmesser (Faktor 2)	$[d_2] = \text{m}$
d_3	Lichtfleckdurchmesser (Faktor 3)	$[d_3] = \text{m}$
D_A	Diffusionskoeffizient der Minoritätsladungsträger im Absorber	$[D_A] = \text{m}^2 \text{ s}^{-1}$
d_{eff}	Effektiver, absoluter Durchmesser auf Probenoberfläche	$[d_{\text{eff}}] = \text{m}$
D_E	Diffusionskoeffizient der Minoritätsladungsträger im Emitter	$[D_E] = \text{m}^2 \text{ s}^{-1}$
d_E	Eindringtiefe	$[d_E] = \text{m}$
d_F	Effektive Dicke des Fokuspunktes innerhalb der Verkapselung	$[d_F] = \text{m}$
d_G	Echte Dicke der Verkapselung	$[d_G] = \text{m}$
d_K	Kerndurchmesser (Glasfaser)	$[d_K] = \text{m}$
d_L	Gemessene Dicke der Verkapselung	$[d_L] = \text{m}$
d_m	Resultierender Lichtfleckdurchmesser durch Fehlfokussierung	$[d_m] = \text{m}$
d_{ref}	Abstand Lasersensor – Probe am Referenzpunkt	$[d_{\text{ref}}] = \text{m}$
$d_t(\lambda, \text{NA})$	Theoretischer, beugungsbegr. Lichtfleckdurchmesser	$[d_t(\lambda, \text{NA})] = \text{m}$
d_{1/e^2}	$1/e^2$ -Durchmesser des Lichtflecks	$[d_{1/e^2}] = \text{m}$
E	Energie	$[E] = \text{J}$

e	Elementarladung	$e \approx 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
E_B	Energetischer Bandabstand zwischen Valenz- und Leitungsband	$[E_B] = \text{J}$
E_L	Energieniveau der unteren Leitungsbandkante	$[E_L] = \text{J}$
$E_{\text{Ph}}(\lambda)$	Energie eines Photons	$[E_{\text{Ph}}(\lambda)] = \text{J}$
E_P	Laserenergie auf Probe	$[E_P] = \text{J}$
E_V	Energieniveau der oberen Valenzbandkante	$[E_V] = \text{J}$
g_{max}	Maximaler Pixelwert des gemessenen Bildes	
g_{min}	Minimaler Pixelwert des gemessenen Bildes	
h	Plancksches Wirkungsquantum	$h \approx 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$
h_{∞}	Finale Dicke der aufgeschleuderten Schicht	$[h_{\infty}] = \text{m}$
I	Elektrische Stromstärke	$[I] = \text{A}$
i	Nummerierung der LR-Subbilder ($i = 1, \dots, p$)	
$I^*(x)$	Durch OBIC Linienscan induzierte Stromstärke	$[I^*(x)] = \text{A}$
$i^*(x)$	Kontrastprofil	
i_{Max}^*	Maximum des Kontrastprofils	
I_0	Sättigungssperrstrom der Diode	$[I_0] = \text{A}$
$I_{\text{A,tot}}$	Gesamte im Absorber absorbierte Strahlungsintensität	$[I_{\text{A,tot}}] = \text{W m}^{-2}$
$I_A(\lambda)$	Photostrom des Absorbers	$[I_A(\lambda)] = \text{A}$
I_D	Stromstärke der Diode	$[I_D] = \text{A}$
$I_{\text{E,tot}}$	Gesamte im Emitter absorbierte Strahlungsintensität	$[I_{\text{E,tot}}] = \text{W m}^{-2}$
$I_E(\lambda)$	Photostrom des Emitters	$[I_E(\lambda)] = \text{A}$
I_h	Hintergrundstromstärke	$[I_h] = \text{A}$
$I_L(r', \rho)$	Ortsabhängige Lichtintensität	$[I_L(r', \rho)] = \text{W m}^{-2}$
I_M	Strom maximaler Leistung	$[I_M] = \text{A}$
$I_{\text{Ph}}(\lambda)$	Elektrischer Photostrom	$[I_{\text{Ph}}(\lambda)] = \text{A}$
I_P	Strom über Parallelwiderstand	$[I_P] = \text{A}$
$I_{\text{RLZ,tot}}$	Gesamte in der RLZ absorbierte Strahlungsintensität	$[I_{\text{RLZ,tot}}] = \text{W m}^{-2}$
$I_{\text{RLZ}}(\lambda)$	Photostrom der Raumladungszone	$[I_{\text{RLZ}}(\lambda)] = \text{A}$

I_{SC}	Kurzschlussstrom	$[I_{SC}] = A$
I_S	Eingestrahlte Lichtintensität	$[I_S] = W\ m^{-2}$
I_T	Transmittierte Lichtintensität	$[I_T] = W\ m^{-2}$
$I_{AM15}(\lambda)$	Terrestrische, spektrale Strahlungsintensität (AM1.5G)	$[I_{AM15}(\lambda)] = W\ m^{-2}$
I_{Max}	Maximale Lichtintensität	$[I_{Max}] = W\ m^{-2}$
J	Elektrische Stromdichte	$[J] = A\ m^{-2}$
j	Laufvariable der POCS-Bilditerationen	
J_0	Sättigungssperrstromdichte	$[J_0] = A\ m^{-2}$
J_{SC}	Kurzschlussstromdichte	$[J_{SC}] = A\ m^{-2}$
k	Laufvariable zur MSE-Bestimmung	
k_B	Boltzmann-Konstante	$k_B \approx 1,380 \cdot 10^{-23}\ J\ K^{-1}$
L	Diffusionslänge	$[L] = m$
L_A	Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger im Absorber	$[L_A] = m$
L_E	Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger im Emitter	$[L_E] = m$
M	Anzahl der Projektoren des POCS-Systems	
N	Dotierstoffkonzentration	$[N] = cm^{-3}$
n	Idealitätsfaktor der Diode	
n_1	Brechungsindex	
n_2	Brechungsindex	
N_A	Dotierstoffkonzentration im Absorber	$[N_A] = cm^{-3}$
N_E	Dotierstoffkonzentration im Emitter	$[N_E] = cm^{-3}$
n_i	Intrinsische Ladungsträgerdichte	$[n_i] = cm^{-3}$
N_{Ph}	Anzahl der eingestrahlten Photonen pro Zeit	
N_{ref}	Ermittelte Referenzdotierstoffkonzentration	$[N_{ref}] = cm^3$
$n_S(\lambda)$	Wellenlängenabhängige Brechzahl von Silizium	
N_e	Anzahl der generierten Elektronen pro Zeit	
p	Gesamtzahl der LR-Subbilder	
P_L	Eingestrahlte Lichtleistung	$[P_L] = W$

P_L	Gemessene Leistung am Ende der single mode Faser	$[P_L] = W$
p_L	Eingestrahlte Lichtleistungsdichte	$[p_L] = W\ m^{-2}$
P_M	Maximale Leistung der Solarzelle	$[P_M] = W$
P_k	Projektor zur Menge C_k	
q	Elektrische Ladung	$[q] = C$
r	Radiale Ortskoordinate	$[r] = m$
$R(\lambda)$	Reflexionskoeffizient	
R_P	Parallelwiderstand	$[R_P] = \Omega$
R_S	Serienwiderstand	$[R_S] = \Omega$
S_A	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der Minoritätsladungsträger im Absorber	$[S_A] = m\ s^{-1}$
S_E	Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der Minoritätsladungsträger im Emitter	$[S_E] = m\ s^{-1}$
T	Temperatur	$[T] = K$
t	Rotationszeit	$[t] = s$
T_S	Schwelltemperatur	$[T_S] = ^\circ C$
U	Elektrische Spannung	$[U] = V$
U_A	Angelegte äußere Spannung	$[U_A] = V$
U_D	Diffusionsspannung	$[U_D] = V$
U_M	Spannung maximaler Leistung	$[U_M] = V$
U_{OC}	Offene Klemmspannung	$[U_{OC}] = V$
V_{part}	Gesamtes Kugelvolumen innerhalb des Lösungsmittels	$[V_{part}] = m^3$
V_{tot}	Gesamtes Volumen der Flüssigkeit	$[V_{tot}] = m^3$
V_{N_E}	Verluste durch Variation der Dotierstoffkonzentration im Emitter	$[V_{N_E}] = \%$
V_{S_A}	Verluste durch fehlende Rückseitenpassivierung	$[V_{S_A}] = \%$
V_{S_E}	Verluste durch fehlende Vorderseitenpassivierung	$[V_{S_E}] = \%$
W	Ausdehnung der Raumladungszone	$[W] = m$
w	Anzahl der Datenpunkte zur MSE-Bestimmung	
$w_{0,5}$	Halbwertsbreite	$[w_{0,5}] = m$

x	Ortskoordinate	$[x] = \text{m}$
x_F	Seite im rechtwinkligen Dreieck (Fokussierung)	$[x_F] = \text{m}$
x_L	Seite im rechtwinkligen Dreieck (Abstandsbestimmung)	$[x_L] = \text{m}$
x_{ref}	Ortskoordinate des Referenzpunktes	$[x_{\text{ref}}] = \text{m}$
y	Ortskoordinate	$[y] = \text{m}$
y_{ref}	Ortskoordinate des Referenzpunktes	$[y_{\text{ref}}] = \text{m}$
Z	Anzahl der Superresolution-Iterationsschritte	
z	Ortskoordinate	$[z] = \text{m}$
z_{min}	Achsenposition optimaler Fokussierung	$[z_{\text{min}}] = \text{m}$
z_{ref}	Ortskoordinate des Referenzpunktes	$[z_{\text{ref}}] = \text{m}$
z_R	Rayleigh-Länge	$[z_R] = \text{m}$
$[l_1, l_2]$	Pixelposition eines HR-Bildwertes	
$[m_1, m_2]$	Pixelposition eines LR-Bildwertes	
DOF	Schärfentiefe (<i>engl. depth of field</i>)	$[\text{DOF}] = \text{m}$
EQE	Externe Quanteneffizienz	
FF	Füllfaktor	
HWB	Halbwertsbreite (<i>engl. full width half maximum</i>)	$[\text{HWB}] = \text{m}$
IQE	Interne Quanteneffizienz	
IQE _A	Interne Quanteneffizienz des Absorbers	
IQE _E	Interne Quanteneffizienz des Emitters	
IQE _{RLZ}	Interne Quanteneffizienz der Raumladungszone	
MFD	Modenfelddurchmesser (<i>engl. Mode Field Diameter</i>)	$[\text{MFD}] = \text{m}$
MSE	Mittlere, quadratische Abweichung (<i>engl. mean squared error</i>)	
NA	Numerische Apertur	

1 Einleitung

Die Charakterisierungsmethode der orts aufgelösten, lichtinduzierten Stimulation (LS) [1] steht im Mittelpunkt dieser Arbeit. Dabei wird ein Lichtstrahl auf eine zu untersuchende Probe fokussiert und in einem definierten Raster über deren Oberfläche gefahren. Für jeden Messpunkt wird ein elektrisches Messsignal aufgenommen und anschließend in eine zweidimensionale Darstellung gebracht, sodass lokale Unterschiede sichtbar werden. Die Anwendung der LS-Methode besteht in der Regel in der Prozess- und Fehleranalyse von elektro-optischen Bauteilen (z. B. integrierte Schaltungen oder Solarzellen) [1].

Die Fokussierung des stimulierenden Lichtstrahls auf einer zu untersuchenden Probe wird dabei manuell vorgenommen, setzt eine plane Ebene als Probenoberfläche voraus und wird während der Messung nicht verändert. Diese statische Fokuseinstellung ist nicht zur Untersuchung von Proben mit flexiblen, unebenen oder rauen Probenoberflächen geeignet, wie sie beispielsweise bei Dünnschichtsolarzellen [2] oder organischen Solarzellen [3] vorliegen. Es kommt zu Unschärfe bzw. Bildfehlern, die durch lokale Abweichungen der Probentopographie von der planen Ebene aufgrund der fehlerhaften Fokussierung entstehen.

Ziel dieser Arbeit ist es daher, die Grundprinzipien der LS-Methode im Bezug auf Fokussierung und Auflösung generell weiterzuentwickeln und damit auch die fehlerfreie Messung von Proben mit unebener Oberfläche zu ermöglichen. Dafür wird ein alternatives Fokussierprinzip vorgestellt, das während der Messung den optimalen Fokusabstand in jedem Messpunkt adaptiv und automatisiert einstellt. Der die Auflösung limitierende Lichtfleckdurchmesser auf der Probenoberfläche ist damit in jedem Messpunkt minimal - unabhängig von der gegebenen Oberflächentopographie. Das System bietet gegenüber der bisherigen, statischen Fokussierung weitere Vorteile. So entfällt die zeitaufwändige, manuelle Justage der Probenoberfläche, da eine Verkipfung der Oberfläche zur Tischebene automatisch korrigiert wird. Zudem wird die Einstellung des optimalen Fokuspunktes einmalig vorgenommen, sodass eine Vielzahl von Proben ohne erneute Fokuseinstellung messbar ist. Messungen an verkapselten Proben (z. B. unter Glas [4, 5] oder Epoxidharz [6]) können aufgrund

von Lichtbrechung durch das optische Medium, das die photoaktive Oberfläche bedeckt, Fehler aufweisen. Daher wurde anhand von geometrischer Optik ein analytisches Modell entwickelt durch das sich ein Korrekturfaktor berechnen lässt, der die Lichtbrechung bei der adaptiven Fokussierung berücksichtigt.

Um darüber hinaus die Auflösung zu steigern, wird das aus der digitalen Bildrekonstruktion stammende Superresolution (SR)-Verfahren [7] erstmalig auf LS-Systeme übertragen. Es ermöglicht die Rekonstruktion von zusätzlichen Bildinformationen aus LS-Messungen, deren xy -Rasterabstand kleiner als der Lichtfleckdurchmesser ist. Die maximale Auflösung eines LS-Systems wird durch diesen Ansatz verbessert, ohne eine kostenintensive Modifikation des Systems (z. B. Austausch des Objektiv).

Die gängigen LS-Methoden werden in zwei Klassen unterteilt:

1. Ist die Photonenenergie der einfallenden Strahlung größer als die Bandlücke des Probenmaterials, so findet eine photoelektrische (PE) Anregung statt. Die gängigen, zugehörigen LS-Systeme sind Optical Beam Induced Current (OBIC) [8–14], Optical Beam Induced Voltage (OBIV)¹ [15, 16] und Light Induced Voltage Alteration (LIVA) [17].
2. Neben der photoelektrischen Anregung kann auch durch die Umwandlung von thermischer in elektrische Leistung ein Messsignal erzeugt werden. Da der zugrunde liegende thermoelektrische (TE)-Effekt deutlich kleiner als der PE-Effekt ist, kann diese Methode nur mit einer rein thermischen Anregung angewandt werden. Dies wird mit einer Photonenenergie kleiner als die Bandlücke des Materials realisiert. Die wichtigsten Messanwendungen sind Optical Beam Induced Resistance Change (OBIRCH) [18–21], Seebeck Effect Imaging (SEI) [1, 22] und Thermally Induced Voltage Alteration (TIVA) [23].

Durch diese unterschiedlichen Methoden können verschiedene Fragestellungen an elektro-optischen Bauteilen untersucht werden. Eine Übersicht der Anwendung der Methoden ist in Tabelle 1.1 gegeben. Allen LS-Methoden gemein ist die flexible Auswahl von Messbereich und Auflösung, sodass Messungen im Hinblick auf Messzeit und resultierender Bildinformation optimiert werden können.

Das adaptive Fokussierprinzip für LS-Systeme wurde zusammen mit einem Optical Beam Induced Current (OBIC)-Messplatz zur Charakterisierung von Solarzellen entwickelt. Die Anwendung des OBIC-Systems zur Fehleranalyse bzw. Optimierung

¹ Manchmal auch Light Beam Induced Current (LBIC) bzw. Light Beam Induced Voltage (LBIV) genannt.

Tabelle 1.1: Übersicht der unterschiedlichen LS-Systeme (modifiziert nach [1]). PE - photoelektrisch, TE - thermoelektrisch.

Messmethode	Messsignal	Analyse	Effekt
OBIC	Strom	<i>pn</i> -Übergang lokalisieren	PE
OBIV	Spannung	<i>pn</i> -Übergang lokalisieren	PE
LIVA	Spannung	Fehleranalyse in Schaltungen	PE
OBIRCH	Strom	Widerstände in Schaltungen	TE
SEI	Spannung	Thermoelektrische Materialien	TE
TIVA	Spannung	Fehleranalyse in Schaltungen	TE

des Herstellungsprozesses ist am Beispiel von Siliziumsolarzellen diskutiert. Dabei wird der Emitter der Solarzellen durch einen Laserprozess mit dotierten Siliziumnanopartikeln (Si-NP) erzeugt. Dieser neuartige Prozess bietet das Potential zur Kosteneinsparung, steht aber noch am Anfang der technologischen Entwicklung [24].

Inhaltliche Gliederung dieser Arbeit

Nach den theoretischen Grundlagen in Kapitel 2 folgt die Erläuterung des LS-Messprinzips sowie des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten OBIC-Systems (Kapitel 3). Im Zentrum steht dabei die Verbesserung der Auflösung durch das adaptive Fokussierprinzip, sowie die Steigerung der maximalen Auflösung durch den Einsatz von digitaler Bildrekonstruktion. Nachfolgend werden in Kapitel 4 Anwendungsbeispiele der OBIC-Methode gezeigt. Diese beinhalten hauptsächlich die Optimierung des Herstellungsprozesses von Solarzellen mit Si-NP-Emitterstruktur, sowie die Analyse thermoelektrischer Proben. Im abschließenden Kapitel 5 folgen Zusammenfassung und Ausblick dieser Arbeit.

2 Theoretische Grundlagen

Die Methode der lichtinduzierten Stimulation (LS) basiert auf der Fokussierung von Licht auf einer Oberfläche einer Probe. Die physikalischen Grundlagen zum Verständnis dieses Prozesses sind nachfolgend in Abschnitt 2.1 dargelegt. Mit dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten OBIC-System sind Solarzellen aus Silizium untersucht und charakterisiert worden. In Abschnitt 2.2 sind die dafür benötigten Grundlagen der Photovoltaik zusammengefasst.

2.1 Grundlagen der Optik

Die nachfolgenden Grundlagen der Optik wurden anhand von [25] erstellt.

2.1.1 Geometrische Optik

Im Gegensatz zur Wellenoptik wird im Rahmen der geometrischen Optik jegliche Beugung vernachlässigt, und die Ausbreitung von Licht kann durch Lichtstrahlen beschrieben werden. Trifft ein Lichtstrahl unter einem Einfallswinkel α auf die Grenzfläche zwischen zwei optischen Medien, so geschieht an dieser Grenzfläche Reflexion als auch Brechung (Transmission in das zweite Medium). Die Änderung der Ausbreitungsrichtung beim Übergang kann durch das von Snellius definierte Brechungsgesetz beschrieben werden [26]:

$$n_1 \cdot \sin \alpha = n_2 \cdot \sin \beta. \quad (2.1)$$

Dabei sind n_1 und n_2 die den Medien 1 bzw. 2 zugeordneten Brechzahlen und β der Ausfallswinkel in Medium 2.

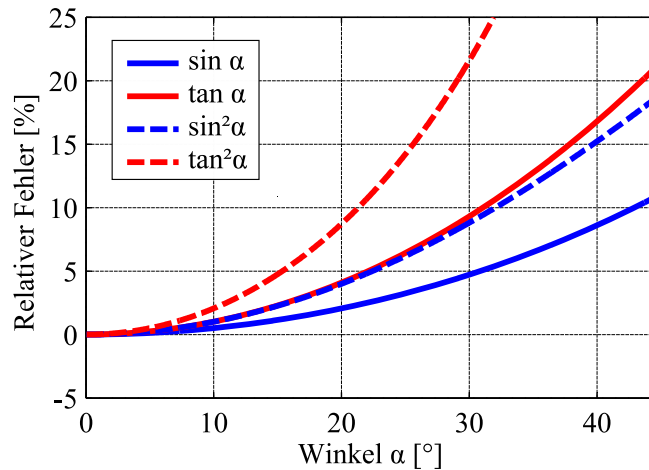


Abbildung 2.1: Prozentualer Fehler der Gauß-Optik nach Gleichung 2.2 für Sinus und Tangens.

2.1.2 Gaußsche Strahlenoptik

Im Falle der Gauß-Optik wird angenommen, dass im Rahmen der geometrischen Optik (Abschnitt 2.1.1) lediglich kleine Winkel zur optischen Achse auftreten können, sodass damit für einen beliebigen Winkel α gilt:

$$\alpha \approx \sin \alpha \approx \tan \alpha. \quad (2.2)$$

Der sich daraus ergebende relative Fehler ist für Winkel bis 45° in Abb. 2.1 aufgetragen. Für quadratische Funktionen ($\sin^2 \alpha$, $\cos^2 \alpha$, gestrichelte Kurven) ergibt sich ein deutlich höherer Fehler. Eine Fehlerabschätzung zur Verwendung der Gauß-Optik muss im Einzelfall erfolgen. Das Brechungsgesetz (Gleichung 2.1) vereinfacht sich in Gauß-Optik zu:

$$n_1 \cdot \alpha = n_2 \cdot \beta. \quad (2.3)$$

2.1.3 Ausbreitung von Laserstrahlung

Die räumliche Intensitätsverteilung eines aus einem Single-Mode Lasersystem (siehe Abb. 2.2) ausgekoppelten Laserstrahls kann durch die Gaußfunktion in Zylinderkoordinaten beschrieben werden [25]:

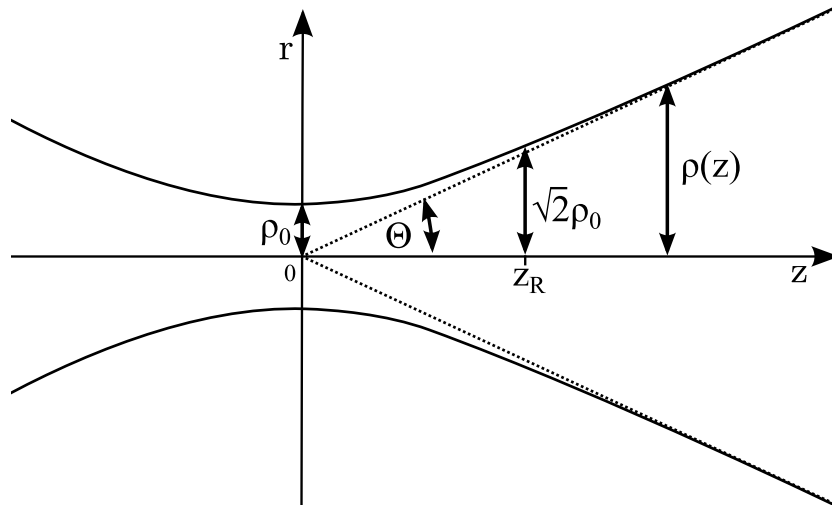


Abbildung 2.2: Räumliche Ausbreitung eines single mode Laserstrahls. Mit dem Radius in Zylinderkoordinaten r , der Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls z , dem Radius der Strahltaille ρ_0 , der Rayleigh-Länge z_R , dem Strahlradius $\rho(z)$ und dem Öffnungswinkel im Fernfeld Θ .

$$I_L(r, \rho(z)) = I_{\text{Max}} \exp \left[\frac{-2r^2}{\rho(z)^2} \right]. \quad (2.4)$$

Wobei r der Radius und z der Abstand in Zylinderkoordinaten ist. Die maximalen Amplitude ist als I_{Max} , und die äußere Begrenzung des Strahls durch den Begrenzungsradius $\rho(z)$ gegeben. Per Definition ist dabei die Intensität $I_L(\rho)$ auf einen Wert von $I_L(\rho) = 1/e^2 \cdot I_{\text{Max}} \approx 0,14 \cdot I_{\text{Max}}$ abgefallen. Erreicht der Strahlradius $\rho(z)$ das Minimum in Ausbreitungsrichtung z , so wird dies als Radius der Strahltaille ρ_0 bezeichnet.

Die Schärfentiefe wird mit Hilfe der Rayleigh-Länge z_R beschrieben, definiert als der Abstand z_R , in dem sich der Strahlradius auf $\rho(z) = \sqrt{2}\rho_0$ aufgeweitet hat:

$$z_R = \frac{\pi \rho_0^2}{\lambda} \quad (2.5)$$

Der halbe Öffnungswinkel Θ zwischen Asymptote und z -Achse für $z \rightarrow \infty$ ergibt sich im Fernfeld zu:

$$\Theta = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{z}{\rho} = \frac{\lambda}{\pi \rho_0} = \frac{\rho_0}{z_R} \quad (2.6)$$

Daraus folgt: Für einen kleineren Tailenradius muss man die Divergenz des Strahls

vergrößern oder die Schärfentiefe kleiner werden. Damit ist ein Weg zur Reduzierung des Taillenradius gefunden, mit dem Nachteil den Öffnungswinkel zu vergrößern und die Schärfentiefe zu verkleinern. Ausgehend von diesen Definitionen lässt sich mit der paraxialen Näherung (Gaußsche Strahlenoptik) die Änderung des Strahlradius entlang der Ausbreitungsrichtung z beschreiben:

$$\underline{\rho(z)} = \rho_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} = \rho_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z\Theta}{\rho_0}\right)^2} = \underline{\sqrt{\rho_0^2 + (z\Theta)^2}} \quad (2.7)$$

2.1.4 Fokussierung mittels Objektiv

Die theoretische Grenze der Auflösung eines optischen Systems wird durch dessen Objektiv bestimmt. Diese ist wellenlängenabhängig und von der Beugungsbegrenzung (Airyscheibchen) und dessen Durchmesser d_t abhängig [25]:

$$d_t(\lambda, NA) = 1.22 \frac{\lambda}{NA}. \quad (2.8)$$

Wobei λ die entsprechende Wellenlänge und NA die numerische Apertur des Objekts ist. Diese lässt sich durch den halben Öffnungswinkel Θ und Brechzahl n_1 beschreiben:

$$NA = n_1 \sin \Theta \quad (2.9)$$

Die zugehörige Schärfentiefe DOF (*engl. depth of field*) bestimmt den zur Verfügung stehenden Toleranzbereich, in dem sich ein durch das Objektiv beobachtetes Objekt noch im Fokus befindet [27, S. 90]:

$$DOF = \frac{n_1 \lambda}{NA^2}. \quad (2.10)$$

Es zeigt sich, dass der beugungsbegrenzte Strahldurchmesser d_t als auch die Schärfentiefe mit größerer NA (und damit größerem Öffnungswinkel und geringerem Arbeitsabstand des Objekts) kleiner werden. Eine Verbesserung der Auflösung benötigt daher einen erhöhten Aufwand in der korrekten Fokussierung.

2.2 Grundlagen der Photovoltaik

Die nachfolgenden, photovoltaischen Grundlagen wurden anhand von [28] und [26] ausgewählt.

2.2.1 Absorption von Strahlung

Abhängig von der verwendeten Wellenlänge λ kann die transmittierte Strahlungsintensität in Abhängigkeit der Dicke z des absorbierenden Mediums über das Lambert-Beersche Gesetz beschrieben werden [29]:

$$I_T(\lambda, T) = I_S \exp [-\alpha'(\lambda, T) \cdot z] \quad (2.11)$$

Dabei ist der materialspezifische Absorptionskoeffizient $\alpha' = \alpha'(\lambda, T)$ abhängig von der Wellenlänge λ der Strahlung und der Temperatur T des Mediums. Die Eindringtiefe d_E im Material entspricht einem Abfall der Strahlungsintensität auf den $1/e$ -ten Teil und ergibt sich aus dem Kehrwert des Absorptionskoeffizienten α' :

$$d_E(\lambda, T) = \frac{1}{\alpha'(\lambda, T)} \quad (2.12)$$

2.2.2 Der pn-Übergang und die Ladungsträgertrennung

Im Jahre 1839 konnte Becquerel nachweisen, dass durch Beleuchtung eines Bauteils eine elektrische Spannung durch den sog. photovoltaischen Effekt erzeugt werden kann [26]. Eine Solarzelle ist ein solches Bauteil und wandelt eingestrahlt Lichtleistung in elektrische Leistung um. Sie besteht üblicherweise aus einem Halbleitermaterial (z. B. Silizium), in dem ein p - und ein n -dotierter Bereich aufeinander folgen - dem pn -Übergang. Dessen Energiebändermodell ist im Falle eines abrupten pn -Übergangs in Abb. 2.3 dargestellt.

E_V entspricht dabei der Valenzbandkante, E_L der Leitungsbandkante und E_B dem Bandabstand zwischen E_V und E_B . Aufgrund des Konzentrationsunterschieds der freien Majoritätsladungsträger kommt es am abrupten Übergang zu Diffusionsströ-

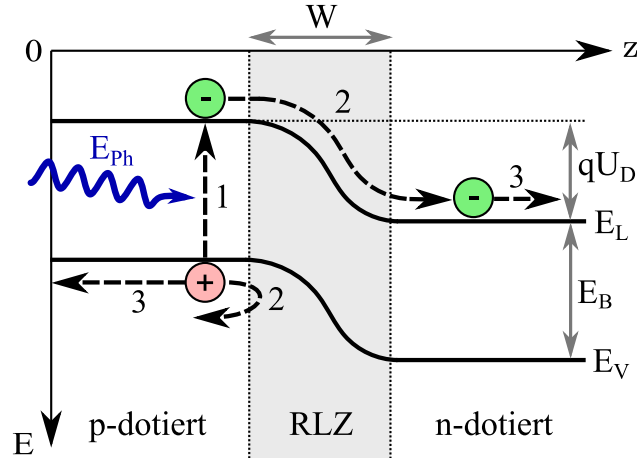


Abbildung 2.3: Energiebändermodell des abrupten pn -Übergangs: Ein Photon der Energie E_{ph} erzeugt ein Elektron-Loch Paar (1), das durch den pn -Übergang getrennt (2) an äußeren Kontakten abgegriffen wird (3).

men, welche die lokalen Ladungsunterschiede ausgleichen. Die zurückbleibenden ionisierten Atome bilden ein lokales elektrisches Feld am pn -Übergang aus, das der Diffusion entgegen gerichtet ist. Es stellt sich ein Gleichgewichtszustand ein, die sog. Raumladungszone (RLZ) entsteht. Das so erzeugte elektrische Feld spiegelt sich in der energetischen Differenz qU_D der Leitungsbandkante E_L (bzw. Valenzbandkante E_V) zwischen p - und n -dotiertem Bereich wieder. Dabei entspricht q der Ladung und U_D der Diffusionsspannung, die sich wie folgt berechnen lässt [28, S. 64]:

$$U_D = \frac{k_B T}{q} \ln \left[\frac{N_E N_A}{n_i^2} \right]. \quad (2.13)$$

Dabei ist n_i die intrinsische Ladungsträgerdichte. Im Folgenden wird bei Solarzellen allgemeiner von Emitter und Absorber gesprochen, die jeweils p - oder n -dotiert sein können. Daher wird hier die Dotierstoffkonzentration allgemein für den Emitter als N_E und den Absorber als N_A bezeichnet. Die Breite der entstehenden Raumladungszone W ist dabei von verschiedenen Parametern abhängig und kann für den abrupten pn -Übergang berechnet werden [28, S. 68]:

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} (U_D - U_A) \frac{N_E + N_A}{N_E N_A}} \quad (2.14)$$

Dabei ist ϵ_0 die Permittivität des Vakuums, ϵ die relative, materialabhängige Permittivität und U_A die angelegte äußere Spannung.

Die angestrebte Ladungsträgertrennung am pn -Übergang kann anhand von Abb. 2.3 in 3 Schritten qualitativ erläutert werden. Wird ein eingestrahltes Photon der Energie $E_{\text{Ph}} > E_B$ absorbiert (Schritt 1), so entsteht ein Ladungsträgerpaar (Elektron-Loch-Paar). Kommt der Minoritätsladungsträger (hier: Elektron im p -dotierten Bereich) durch Diffusion in den Bereich der RLZ (Schritt 2), so wird er durch das elektrische Feld in den n -Bereich befördert und damit zum Majoritätsladungsträger. Das Loch, im p -Bereich Majoritätsladungsträger, kann aufgrund des elektrischen Feldes nicht in den n -Bereich gelangen. Außerhalb der RLZ ist der Halbleiter feldfrei, sodass die so getrennten Ladungsträger durch Diffusion zu äußeren Kontakten gelangen können (Schritt 3).

2.2.3 Ladungsträgerrekombination

Die Lebensdauer eines in einem dotierten Halbleiter freigesetzten Minoritätsladungsträgers wird durch drei verschiedene Rekombinationsmechanismen bestimmt [30, S. 422]:

- Strahlende Rekombination unter Freisetzung eines Photons (Umkehrprozess zur Absorption eines Photons)
- Auger-Rekombination durch Übertragung der Anregungsenergie auf einen weiteren Ladungsträger
- Shockley-Read-Hall (SRH)-Rekombination der Ladungsträger durch Störstellen innerhalb der Bandlücke

Die Lebensdauer τ eines Minoritätsladungsträgers ist näherungsweise durch diese drei Rekombinationsmechanismen bestimmt [30]:

$$\frac{1}{\tau} \approx \frac{1}{\tau_{\text{Strahlung}}} + \frac{1}{\tau_{\text{Auger}}} + \frac{1}{\tau_{\text{SRH}}} \quad (2.15)$$

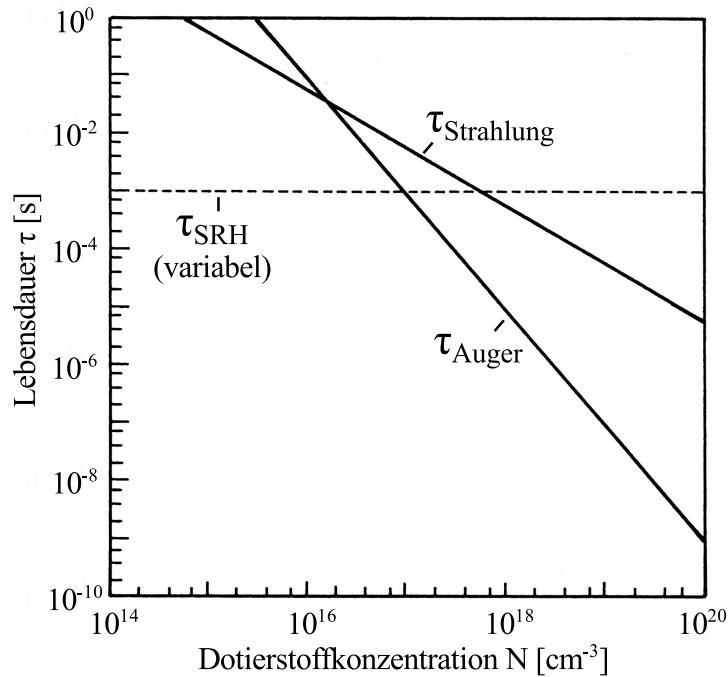


Abbildung 2.4: Ladungsträgerlebensdauern von SRH-, Auger-, und strahlender Rekombination in Abhängigkeit der Dotierstoffkonzentration. (Modifiziert nach [28, S. 54])

Abbildung 2.4 zeigt die Abhängigkeit der Lebensdauern von der Dotierstoffkonzentration in Silizium. SRH-Rekombination ist dabei variabel von der Defektdichte im Material abhängig, während für größere Dotierungen Auger-Rekombination die Lebensdauer limitiert. Strahlende Rekombination spielt im Falle des indirekten Halbleiters Silizium meist eine untergeordnete Rolle [28].

2.2.4 Strom-Spannungs-Kennlinie einer idealen Solarzelle

Nachfolgend wird ein pn -Übergang unter der Annahme betrachtet, dass beide komplementär dotierten Bereiche unendlich ausgedehnt sind. Nach Shockley gilt für einen unbeleuchteten pn -Übergang (eine sog. Diode) die Strom-Spannungs-Diengleichung [31, 32]:

$$I_D(U) = I_0 \left(\exp \left[\frac{qU}{nk_B T} \right] - 1 \right) \quad (2.16)$$

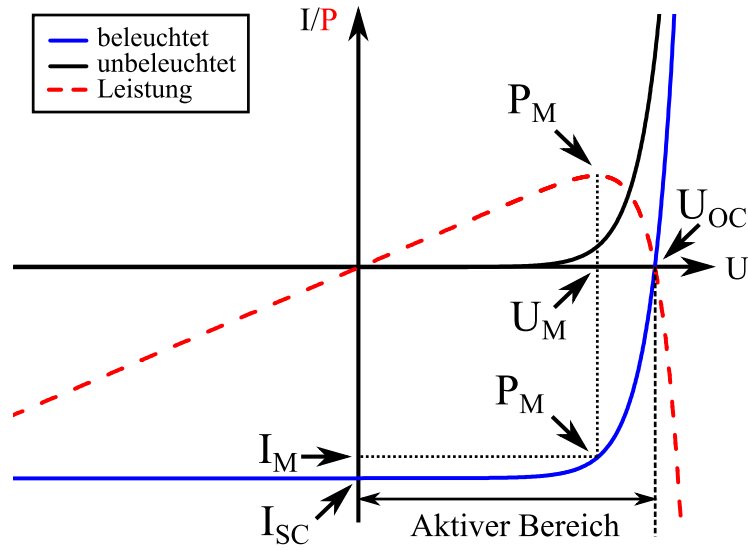


Abbildung 2.5: Strom-Spannungs-Kennlinie einer unbeleuchteten (schwarz) und einer beleuchteten Solarzelle (blau) mit zugehöriger Leistung (rot gestrichelt). Dabei ist P_M der Punkt maximaler Leistung, I_M der Strom maximaler Leistung, U_M die Spannung maximaler Leistung, U_{OC} die offene Klemmspannung und I_{SC} der Kurzschlussstrom.

mit Sättigungssperrstrom der Diode I_0 , Ladung eines Ladungsträgers q , Idealitätsfaktor n , Boltzmann-Konstante k_B und Temperatur T . Unter Beleuchtung generiert das einfallende Licht Elektron-Loch Paare im Material, die über den pn -Übergang getrennt werden (siehe Abschnitt 2.2.2). Diese werden durch den Photostrom I_{Ph} repräsentiert, und Gl. 2.16 modifiziert sich durch dessen Hinzunahme zu [28, S. 77]:

$$I(U) = I_D - I_{Ph} = I_0 \left(\exp \left[\frac{qU}{nk_B T} \right] - 1 \right) - I_{Ph}. \quad (2.17)$$

Die zugehörigen I - U -Kennlinien eines unbeleuchteten (schwarz) und eines beleuchteten (blau) pn -Übergangs sind in Abb. 2.5 dargestellt. Im beleuchteten Fall kann man anhand der Leistung (rot gestrichelt) den Punkt der maximalen Leistungsentnahme P_M ermitteln. Am Punkt maximaler Leistung (U_M, I_M) befindet sich die Solarzelle im optimalen Arbeitspunkt und die Solarzelle liefert die größtmögliche Leistung P_M :

$$P_M = U_M \cdot I_M. \quad (2.18)$$

Des Weiteren werden die beiden charakteristischen Achsenschnittpunkte Kurzschlussstrom I_{SC} (ohne äußere Spannung, $U = 0$) und offene Klemmspannung U_{OC} (kein äußerer Strom, $I = 0$) bezeichnet. Im eingezeichneten, aktiven Bereich generiert die Solarzelle eine nutzbare, elektrische Leistung.

Anhand von Gleichung 2.17 ergibt sich $I_{SC}(U = 0)$ [28, S. 78]:

$$I_{SC}(U = 0) = I_0 (\exp [0] - 1) - I_{Ph} \quad (2.19)$$

$$\Rightarrow I_{SC} = -I_{Ph}, \quad (2.20)$$

sodass der Kurzschlussstrom ein direktes Maß für den Photostrom darstellt.

Für $U_{OC}(I = 0)$ erhält man unter der Annahme von $I_{Ph} \gg I_0$ [28, S. 79]:

$$0 = I_0 \left(\exp \left[\frac{qU_{OC}}{nk_B T} \right] - 1 \right) - I_{Ph} \quad (2.21)$$

$$\Rightarrow U_{OC} = \frac{nk_B T}{q} \cdot \ln \left(\frac{I_{Ph}}{I_0} + 1 \right) \quad (2.22)$$

$$\Rightarrow U_{OC} \propto \ln \left(\frac{I_{Ph}}{I_0} \right). \quad (2.23)$$

Daher ist U_{OC} logarithmisch von den Größen I_0 und I_{Ph} abhängig.

2.2.5 Das Eindiodenmodell der realen Solarzelle

Wirkungsgrad und Diodenverhalten einer realen Solarzelle können durch ohmsche Widerstände beeinflusst werden [28, S. 88ff]. Man führt daher zu deren Beschreibung das Ersatzschaltbild des Eindiodenmodells ein (siehe Abb. 2.6). Dabei wird ein Widerstand R_P parallel zur Diode sowie ein Widerstand R_S seriell zur Diode verwendet [26, S. 725][33, 34]. Der anhand der idealen Solarzelle (in Abschnitt 2.2.4) eingeführte Photostrom I_{Ph} wird durch eine Stromquelle dargestellt.

Anhand des Ersatzschaltbildes und unter Verwendung der Diodengleichung (Gl. 2.16) lässt sich die zugehörige Abhängigkeit von Strom zu Spannung ableiten [28, 35, 36]:

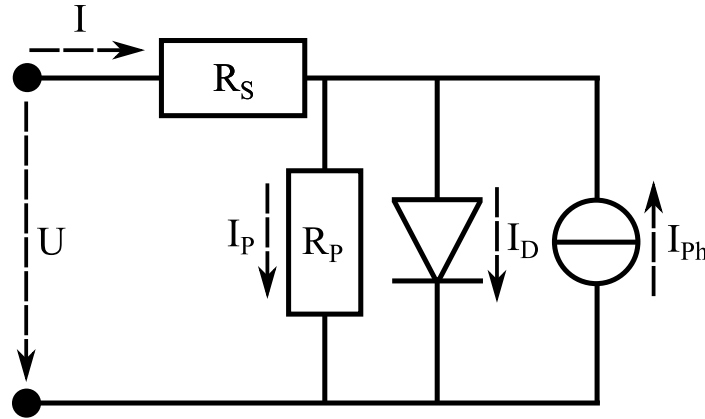


Abbildung 2.6: Ersatzschaltbild einer beleuchteten Solarzelle nach dem Eindiodenmodell. Mit dem Serienwiderstand R_S , dem Parallelwiderstand R_P , dem Strom I , der Spannung U , dem Photostrom I_{Ph} , dem Diodenstrom I_D und dem Strom parallel zur Diode I_P .

$$I(U) = I_D + I_P - I_{Ph} = I_0 \left(\exp \left[\frac{e(U - R_S I)}{nk_B T} \right] - 1 \right) + \frac{U - R_S I}{R_P} - I_{Ph} \quad (2.24)$$

Der Parallelwiderstand R_P ist dabei meist durch Kriechströme an den Solarzellenkanten sowie punktuelle Störungen des pn -Übergangs gegeben (lokale Kurzschlüsse). Diese werden durch den Strom I_P repräsentiert. Der Serienwiderstand R_S ist durch die Kontaktwiderstände zwischen Metall und Halbleiter sowie ohmsche Widerstände im Metall und im Halbleiter bestimmt [28, S. 92].

Kurzschlussstrom I_{SC} und offene Klemmspannung U_{OC} lassen sich im Gegensatz zur idealen Solarzelle (siehe Abschnitt 2.2.4) aufgrund der impliziten Abhängigkeit von Strom und Spannung nicht ohne Weiteres als explizite Formel angeben. Götzberger zeigt für ideale Systeme, in denen nur einer der beiden Widerstände betrachtet wird, dass ein kleiner R_P primär U_{OC} verringert, während ein großer R_S lediglich I_{SC} negativ beeinflusst [28, S. 97f].

Allgemein und damit für nicht ideale Systeme ($R_P < 1000 \Omega \text{ cm}^2$, $R_S > 0,5 \Omega \text{ cm}^2$) können U_{OC} und I_{SC} von beiden Widerständen beeinflusst werden und hängen prinzipiell vom Photostrom ab (im Idealfall nach Gl. 2.20 und 2.23) [28, S. 98].

2.2.6 Der Wirkungsgrad einer Solarzelle

Aus der I - U -Kennlinie lässt sich zur Beschreibung Güte der Solarzelle der sog. Füllfaktor (FF) berechnen [37]:

$$\text{FF} = \frac{I_M U_M}{I_{SC} U_{OC}} = \frac{P_M}{I_{SC} U_{OC}}. \quad (2.25)$$

Die Effizienz der Umwandlung der eingestrahnten Lichtleistung P_L in elektrische Leistung P_M (siehe Gleichung 2.18) wird über den Wirkungsgrad η der Solarzelle beschrieben [37]:

$$\eta = \frac{P_M}{P_L} = \frac{I_M U_M}{p_L A}. \quad (2.26)$$

Dabei ist A die aktive, bestrahlte Fläche der Solarzelle und p_L die eingestrahnte Lichtleistungsdichte. Der Wirkungsgrad η wird durch elektrische und optische Verlustmechanismen verringert [28], die in Abschnitt 2.2.9 gegeben sind.

Zur Berechnung des Wirkungsgrades η werden die benötigten Größen (siehe Gleichung 2.26) aus der gemessenen I - U -Kennlinie entnommen. Neben η sind für die Analyse der zugrundeliegenden Verlustmechanismen die Bestimmung des Serien- und Parallelwiderstands R_S bzw. R_P sowie des Idealitätsfaktors n notwendig. Die automatisierte Auswertung der Kennlinien anhand des Eindiodenmodells ist im Anhang A.2 beschrieben.

2.2.7 Die externe und interne Quanteneffizienz

Die externe Quanteneffizienz (EQE) ist eine weitere elektro-optische Charakterisierungsmöglichkeit von Solarzellen. Sie ist definiert als das Verhältnis der erzeugten Elektronenzahl pro Zeit $N_e(\lambda)$ zur Anzahl der eingestrahnten Photonen pro Zeit $N_{Ph}(\lambda)$ [38]:

$$\text{EQE}(\lambda) = \frac{N_e(\lambda)}{N_{Ph}(\lambda)} = \frac{I_{Ph}(\lambda)/q}{P_L(\lambda)/E_{Ph}(\lambda)} = \frac{I_{Ph}(\lambda)hc}{P_L(\lambda)q\lambda}. \quad (2.27)$$

Dabei ist $E_{\text{Ph}}(\lambda) = \frac{hc}{\lambda}$ die wellenlängenabhängige Energie eines Photons. In der externen Quanteneffizienz sind mögliche Reflexionsverluste der Strahlung an der Oberfläche der Solarzelle mit berücksichtigt.

Möchte man lediglich die elektrischen Verluste (siehe Abschnitt 2.2.9) analysieren, so kann man bei bekannter Reflektivität $R(\lambda)$ und der Annahme, dass alle ins Material eindringenden Photonen absorbiert werden, die EQE in die sog. interne Quanteneffizienz (IQE) umrechnen [26, 38]:

$$\text{IQE}(\lambda) = \frac{\text{EQE}(\lambda)}{1 - R(\lambda)}. \quad (2.28)$$

2.2.8 Photoströme der realen Solarzelle

Nachfolgend wird die Generierung des Photostromes anhand eines Modells nach Sze et al. [26, S. 725ff] und Götzberger [28, S. 82ff] besprochen. Es wird dabei angenommen, dass eine Solarzelle aus p - und n -dotiertem Silizium mit Absorptionskoeffizient $\alpha'(\lambda)$ und Reflexionskoeffizient $R(\lambda)$ aufgebaut ist. Während das Modell in der Literatur anhand eines n -dotierter Emitters mit p -dotierter Absorbers beschrieben wird, wird nachfolgend allgemein von Emitter und komplementär dotiertem Absorber gesprochen, sodass auch der Fall p -dotierter Emitter mit n -dotiertem Absorber durch das Modell beschrieben werden kann. Das Modellsystem besteht aus einem abrupten pn -Übergang mit jeweils konstanter Dotierung im Emitter- und Absorberbereich. Des Weiteren ist die Dotierung im Emitter N_E deutlich größer als die Dotierung im Absorber N_A , sodass die RLZ sich fast nur in den Absorberbereich ausdehnt, und ihre Ausdehnung im Emitter vernachlässigt werden kann. Außerhalb der RLZ sind Emitter und Absorber feldfrei.

In Abb. 2.7a) ist die Geometrie der Modellsolarzelle dargestellt. Der Emitter mit Ausdehnung H_E grenzt direkt an den Absorber mit Ausdehnung H_A an. Die entstehende RLZ der Breite W kann durch Gleichung 2.14 bestimmt werden. Die am Emitter spektral eingestrahlten Photonen pro Zeit $N_{\text{Ph}}(\lambda)$ (Energie eines Photons $E_{\text{Ph}}(\lambda)$), werden partiell, wellenlängenabhängig reflektiert. Der transmittierte Anteil wird nach Gleichung 2.11 wellenlängenabhängig in unterschiedlichen Bereichen der Solarzelle absorbiert. Dies ist qualitativ in Abb. 2.7b) dargestellt.

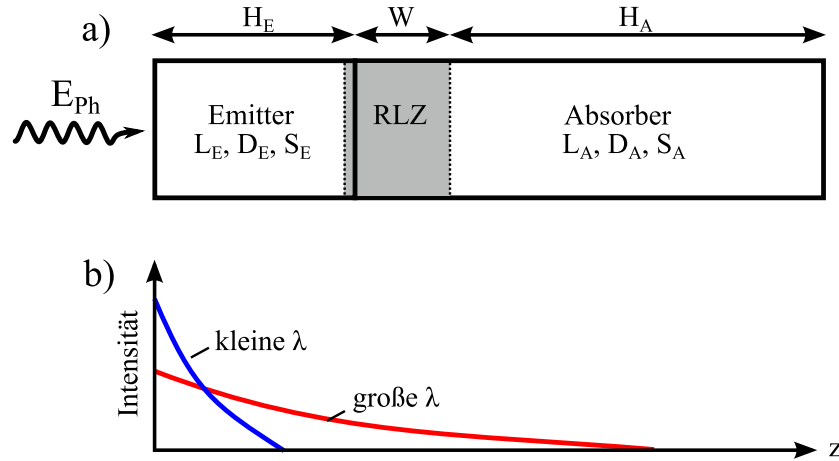


Abbildung 2.7: a) Aufbau der Modellsolarzelle, Emitterdicke H_E , Absorberdicke H_A , Ausdehnung der Raumladungszone W . b) Unterschiedliche, tiefenabhängige Intensität bei unterschiedlicher Wellenlänge nach Absorptionsgesetz (Gleichung 2.11). (Frei nach [26, S. 727])

Unter der Annahme, dass die photovoltaisch generierte Ladungsträgerkonzentration vernachlässigbar gegenüber der Majoritätsladungsträgerkonzentration ist, können für Emitter, Absorber und RLZ analytische Ausdrücke für den im jeweiligen Bereich auftretenden Photostrom in Abhängigkeit der Wellenlänge hergeleitet werden. Die Herleitung der Ausdrücke ist in [28, S. 82ff] bzw. [26, S. 728ff] zu finden. Der wellenlängenabhängige, induzierte Photostrom im Emitterbereich $I_E(\lambda)$ ergibt sich zu:

$$I_E(\lambda) = \frac{qN_{Ph}(1-R)\alpha'L_E}{\alpha'^2L_E^2 - 1} \cdot \left[\frac{\frac{S_EL_E}{D_E} + \alpha'L_E - \exp(-\alpha'H_E) \cdot \left(\frac{S_EL_E}{D_E} \cosh \frac{H_E}{L_E} + \sinh \frac{H_E}{L_E} \right)}{\frac{S_EL_E}{D_E} \sinh \frac{H_E}{L_E} + \cosh \frac{H_E}{L_E}} - \alpha'L_E \exp(-\alpha'H_E) \right] \quad (2.29)$$

Mit den im Emitter vorliegenden Parametern der Minoritätsladungsträger (siehe Abb. 2.7a): Diffusionskoeffizient D_E , Diffusionslänge L_E sowie Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S_E .

Für den Photostrom im Absorberbereich $I_A(\lambda)$ gilt:

$$I_A(\lambda) = \frac{qN_{Ph}(1-R)\alpha'L_A}{\alpha'^2L_A^2 - 1} \exp[-\alpha'(H_E + W)] \cdot \left[\alpha'L_A - \frac{\frac{S_AL_A}{D_A} \left[\cosh \frac{H_A}{L_A} - \exp(-\alpha'H_A) \right] + \sinh \frac{H_A}{L_A} + \alpha'L_A \exp(-\alpha'H_A)}{\frac{S_AL_A}{D_A} \sinh \frac{H_A}{L_A} + \cosh \frac{H_A}{L_A}} \right] \quad (2.30)$$

Mit den im Absorber vorliegenden Parametern der Minoritätsladungsträger (siehe Abb. 2.7a): Diffusionskoeffizient D_A , Diffusionslänge L_A sowie Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S_A .

Innerhalb der RLZ ergibt sich der Photostrom $I_{RLZ}(\lambda)$ zu:

$$I_{RLZ}(\lambda) = qN_{Ph}(1-R) \exp(-\alpha'H_E) [1 - \exp(-\alpha'W)] \quad (2.31)$$

Der erzeugte Photostrom $I_{Ph}(\lambda)$ für eine bestimmte Wellenlänge innerhalb der Modellsolarzelle summiert sich mit Gleichungen 2.29, 2.30 und 2.31 zu:

$$I_{Ph}(\lambda) = I_E(\lambda) + I_{RLZ}(\lambda) + I_A(\lambda). \quad (2.32)$$

2.2.9 Verlustmechanismen in realen Solarzellen

Um den Wirkungsgrad einer Solarzelle zu erhöhen, ist die Reduzierung von auftretenden optischen und elektrischen Verlusten erforderlich [28, S. 99ff]. Eine Übersicht ist in Abb. 2.8 gegeben.

Optische Verluste entstehen durch Reflexion an der Oberseite der Solarzelle, Abschattung durch Oberseitenkontakte sowie Durchstrahlungsverluste aufgrund ungenügender Absorption. Sie tragen überwiegend zu einer Reduzierung des Photostroms I_{Ph} (siehe Gl. 2.20) bei.

Elektrische Verluste können sich auf Strom und Spannung auswirken, und sind primär durch Rekombinationsverluste (siehe Abschnitt 2.2.3) sowie Ohm'sche Verluste im Halbleiter, im Kontaktmaterial und am Übergang Metall-Halbleiter bestimmt.

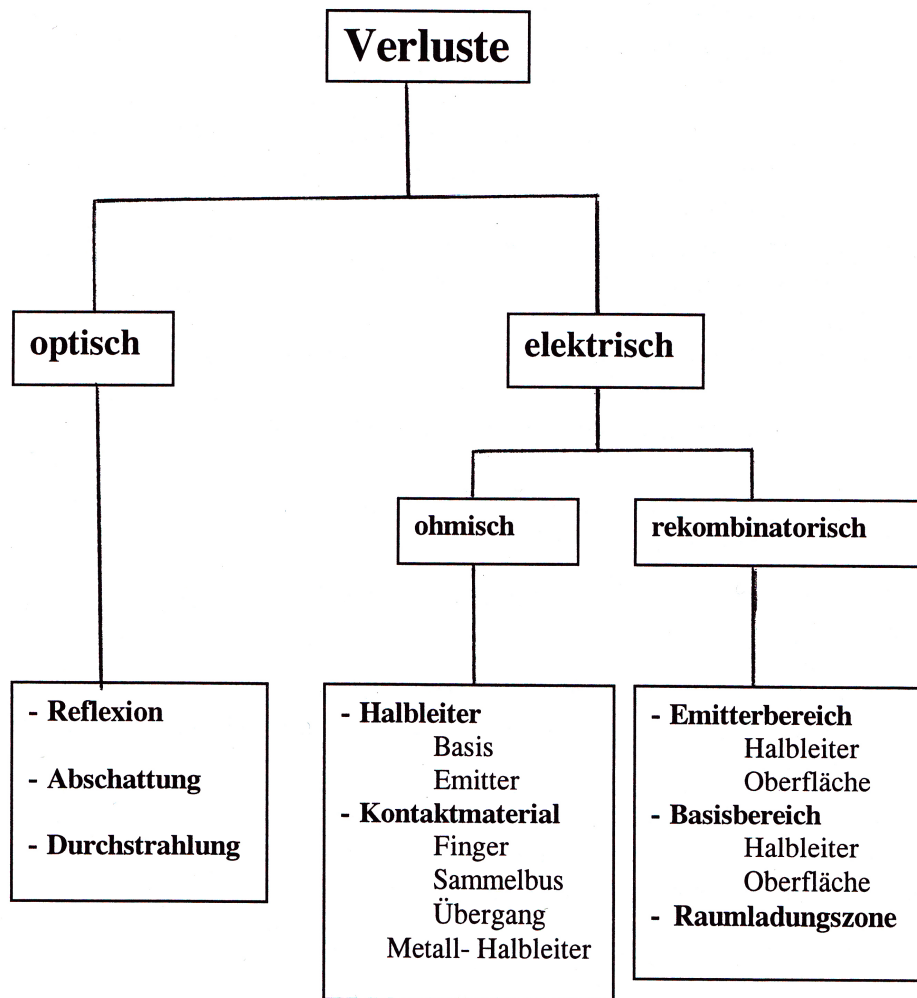


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung der optischen und elektrischen Verlustmechanismen in Solarzellen [28, S. 103].

3 Entwicklung eines Messplatzes zur orts aufgelösten, lichtinduzierten Stimulation

Die korrekte Fokussierung des stimulierenden Lichtstrahls auf der zu untersuchenden Probenoberfläche ist für LS-Systeme (siehe Tabelle 1.1) von entscheidender Bedeutung, um einen möglichst kleinen Lichtfleckdurchmesser und damit maximale Auflösung sicherzustellen. Im Zentrum dieses Kapitels steht daher die Verbesserung des Fokussierprinzips, sowie weitere Methoden, um die Auflösung von LS-Systemen zu optimieren. Diese werden am Beispiel eines im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Optical Beam Induced Current (OBIC)-Messplatzes zur Bestimmung des orts aufgelösten Photostromes einer Solarzelle gezeigt.

Kommt es in Teilbereichen oder auf der gesamten Probe zu einer Fehlfokussierung, wird die resultierende Auflösung und damit die Bildschärfe reduziert und Messungen können fehlinterpretiert werden. Je kleiner der angestrebte Durchmesser des Lichtstrahles ist, umso wichtiger ist eine präzise Fokussierung, da ein kleinerer Lichtfleck automatisch zu einer geringeren Schärfentiefe führt und damit weniger Toleranz bei der Fokussierung zulässt (siehe Abschnitt 2.1.4). Um ein LS-System zu fokussieren, wurden bislang verschiedene, statische Methoden entwickelt:

Tang et al. benutzen 3 weit auseinanderliegende Punkte am Rand der Probe, um die Fokussierung zu optimieren [39]. Wenn an allen Punkten der minimale $1/e^2$ -Durchmesser durch die Messung des Kurzschlussstroms über die Probenkante hinweg eingestellt ist, so ist die Probe fokussiert. Dies basiert auf der Scanning Knife-Edge Methode [40–42] und setzt voraus, dass die Probe eine scharfe Kante sowie an dieser einen photovoltaisch aktiven Bereich aufweist. Zusätzlich wird vereinfachend angenommen, dass die Probenoberfläche einer planen Ebene entspricht. Poce-Fatou et al. und Martín et al. erweiterten diese Methode durch ein automatisiertes, computergesteuertes Fokusverfahren an 3 Punkten und ermitteln die Fokussierung an geeigneten Inhomogenitäten (z.B. Kontaktfinger) auf der Probe [43, 44]. Bouaïcha et al. ver-

wenden ein konfokales Laserrastermikroskop (*engl. confocal laser scanning microscope*) in Kombination mit einer durch einen Strahlteiler eingekoppelten Charge-Coupled Device (CCD)-Kamera, und eine motorisierte z-Achse zur Justage des Fokuspunktes auf der Probenoberfläche [45, 46]. De Vittorio et al. benutzen das gleiche Prinzip mit einer manuell verstellbaren z-Achse [47]. Eine weitere Vorgehensweise ist die Verwendung eines metallografischen Mikroskops mit Okular zur Fokuseinstellung [48–50].

Alle diskutierten Fokussierprinzipien sind statisch und während der Messung nicht in der Lage, Abweichungen der Oberflächentopographie von der planen Ebene (z. B. durch eine raue oder gebogene Oberfläche, wie sie bei flexiblen Solarzellen vorliegen kann) zu kompensieren, da die Justage des Fokuspunktes vor der eigentlichen Messung und somit auf der Annahme einer planen Oberfläche erfolgt. Eine Methode zur adaptiven Fokussierung wurde von Navas et al. veröffentlicht [51]. Über eine Computersimulation werden dabei die optimalen Fokuseinstellungen durch eine Analyse von simulierten OBIC-Linienscans bei verschiedenen Abständen zwischen Probe und Objektiv, sowie für verschiedene photovoltaische Probentypen berechnet. Nachfolgend werden die simulierten Ergebnisse mit experimentellen Messungen verglichen, und so der Fokus eingestellt. Dieses Fokussierprinzip ist limitiert auf OBIC-Linienscans, sowie Proben ohne große Heterogenitäten im Messsignal, sodass beispielsweise ein Linienscan über einen Kontaktfinger oder eine Korngrenze zu Fokussierfehlern führen kann.

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Fokussiersystem hat keine der bisher erwähnten Einschränkungen und ist unabhängig von den elektrischen Eigenschaften der Probe, der verwendeten Lichtquelle oder der ausgewählten Wellenlänge. Des Weiteren können die untersuchten Proben verkippt, rau, gebogen oder aus verschiedenen Oberflächenmaterialien sein, da das System den Fokus in jedem Punkt nachregelt.

Das adaptive Fokussiersystem wird anhand eines entwickelten Optical Beam Induced Current (OBIC)-Messplatzes vorgestellt. Die OBIC-Methode eignet sich zur orts aufgelösten Darstellung von Kenngrößen von Bauteilen mit *pn*-Übergang (siehe Abschnitt 2.2.2). Spricht man von OBIC so wird dabei der Kurzschlussstrom I_{SC} gemessen [8–14]. Unter Optical Beam Induced Voltage (OBIV) versteht man die Ermittlung der offenen Klemmspannung U_{OC} [15, 16]. Neben diesen weitverbreiteten Größen sind auch weitere lokale Parameter, wie Strom-Spannungs-Kennlinie (siehe Abb. 2.5) [52, 53], Ladungsträgerlebensdauer [54], Oberflächenrekombinationsge-

schwindigkeit [10, 55], Diffusionslänge planarer pn -Strukturen [56–59] und Widerstände [60, 61] mit einem solchen Messplatz bestimmbar. Durch Variation der Wellenlänge und damit der Eindringtiefe im Material lassen sich zusätzlich tiefenabhängige Informationen ermitteln [9, 62].

Inhaltliche Gliederung des Kapitels

Im Abschnitt 3.1 wird zuerst die theoretische Beschreibung des Messprinzips und der damit verbundenen Auflösung dargelegt. Nachfolgend wird die technische Entwicklung und die Auswahl der Systemkomponenten des OBIC-Systems erläutert (siehe Abschnitt 3.2), sowie dessen technischer Aufbau vorgestellt. In Abschnitt 3.3 folgt die anhand dieses Messplatzes entwickelte, adaptive Fokussiermethode, deren Vorteile demonstriert, und deren technische Grenzen diskutiert werden. Die Fokussiermethode ist prinzipiell auf jedes andere LS-System (siehe Tabelle 1.1) übertragbar. Die Auflösung des Systems ist über den kleinsten Lichtfleckdurchmesser limitiert. Durch die Übertragung der aus der digitalen Datenverarbeitung bekannten Superresolution-Methode auf LS-Systeme ist eine weiterführende Auflösungsverbesserung möglich. Dies wird im abschließenden Abschnitt 3.4 diskutiert.

3.1 Theoretische Beschreibung des Messprinzips

Zur Bestimmung der lateralen Auflösung des hier vorgestellten OBIC-Systems wird nachfolgend das Messprinzip erläutert sowie eine theoretische Betrachtung von Marek diskutiert [9, 63]. Entwickelt wurde diese von Donolato für EBIC-Systeme [64–71] und ist danach auf OBIC-Systeme übertragen worden [9, 63, 67, 72]. Weiterführende Modelle und Anwendungen (wie z. B. in [73–75]) werden hier nicht behandelt, da nur das Grundverständnis der Entstehung des Bildkontrastes vermittelt werden soll.

3.1.1 Die Entstehung des Bildkontrastes und Definition der Auflösung

Das Modell nach Marek geht von einem in einem Halbraum unendlich ausgedehnten n -typ Halbleiter mit Diffusionslänge L aus (siehe Abb. 3.1) [9]. Dessen Oberfläche $z = 0$ wird als idealer, lateral ausgedehnter pn -Übergang (siehe Abschnitt 2.2.2) angesehen, der eine unendlich große Oberflächenrekombinationsgeschwindig-

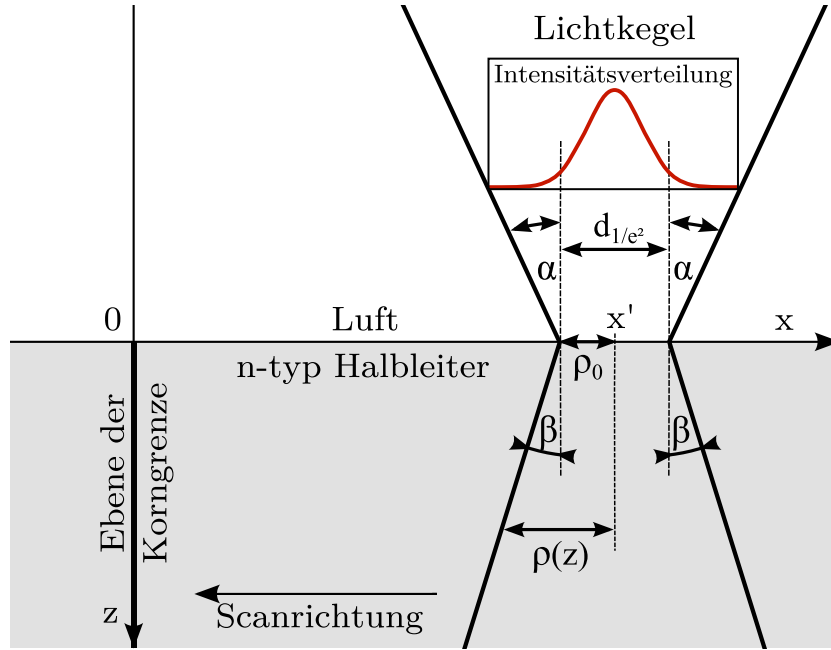


Abbildung 3.1: Geometrie des OBIC-Modells nach Marek [9]. Eine Korngrenze nimmt die y -Ebene für $z < 0$ ein.

keit $S \rightarrow \infty$ besitzt und damit alle Überschussladungsträger an der Oberfläche aufammelt. Die Ebene $x = 0, z > 0$ entspricht einer Korngrenze im Material, die eine höhere Ladungsträgerrekombination als der umgebende Halbleiter aufweist. Ein lateral verschiebbarer Lichtkegel mit Gaußscher Intensitätsverteilung (siehe Abschnitt 2.1.3) und Tailenradius ρ_0 ($1/e^2$ -Radius) um Mittelpunkt $x = x'$ beleuchtet die Halbleiteroberfläche. Durch Lichtbrechung nach Gleichung 2.1 ist der Brechungswinkel β gleich dem Öffnungswinkel Θ des Strahlenbündels im Material (siehe Gleichung 2.6). Die Vergrößerung des Radius $\rho(z, \lambda)$ ist dann durch Formel 2.7 in Gauß-Optik gegeben:²

$$\rho(z, \lambda) = \sqrt{\rho_0^2 + (z\beta(\lambda))^2} \quad (3.1)$$

Die Eindringtiefe d_E (siehe Gleichung 2.12) in kristallinem Silizium ist nach Green in Abb. 3.2a logarithmisch dargestellt [76]. Im Absorptionsbereich von Silizium ergibt sich bis zur Bandkante $E_B = 1,12 \text{ eV}$ ($\lambda \approx 1107 \text{ nm}$, [28]) eine wellenlängenabhän-

² Marek verwendet als Definition für den Radius der Gaußschen Intensitätsverteilung die Standardabweichung σ des Gaußprofils. Im Rahmen dieser Arbeit wird der $1/e^2$ -Radius ρ als Begrenzung verwendet, sodass die nachfolgenden Daten und Formeln nach Marek mit $\rho = 2\sigma$ korrigiert wurden.

gige Eindringtiefe von wenigen nm bis zu mehreren mm . Die Wahl der Wellenlänge ist entscheidend für die spätere Messung, da über die Eindringtiefe unterschiedliche Bereiche der Solarzelle evaluiert werden können [77]. Die Wellenlängen der verwendeten Laserlichtquellen des im Rahmen dieser Arbeit etablierten OBIC-Systems sind in Abb. 3.2a eingezeichnet. Sie decken eine Eindringtiefe in Silizium von 150 nm ($\lambda = 406\text{ nm}$) bis $104\text{ }\mu\text{m}$ ($\lambda = 980\text{ nm}$) ab. Die technischen Systemkomponenten sind nachfolgend in Abschnitt 3.2 detailliert erläutert.

Zur Ermittlung des tiefenabhängigen Lichtfleckradius $\rho(z, \lambda)$ anhand von Gleichung 3.1 muss $\beta(\lambda)$ in Silizium berechnet werden. Nach Green ist die Brechzahl $n_S(\lambda)$ in Silizium in Abhängigkeit der Wellenlänge in Abb. 3.2b (rote Kurve) aufgetragen [76]. Für den Einfallswinkel $\alpha = 30^\circ$ des im entwickelten Messplatz verwendeten Spiegelobjektivs (siehe Abschnitt 3.2.2, $NA = 0,5$, halber Öffnungswinkel $\Theta = 30^\circ$) wurde unter Verwendung des Brechungsgesetzes (Gleichung 2.1) der zugehörige Brechungswinkel $\beta(\lambda)$ berechnet (schwarze Kurve). Es zeigt sich, dass $\beta(\lambda)$ maximal 18° wird, und der resultierende, relative Fehler durch die Gaußsche Näherung (siehe Abb. 2.1 und Abschnitt 2.1.2) auch für quadratische Terme maximal 7 % erreicht. Im Folgenden wird daher die Gaußsche Näherung vorausgesetzt.

Der tiefenabhängige Lichtfleckradius $\rho(z, \lambda)$ in Silizium entspricht für den Grenzfall einer punktförmigen Anregung an der Oberfläche ($\rho_0 = 0$) der Vergrößerung des Lichtfleckradius. Für eine nicht punktförmige Anregung ($\rho_0 > 0$) fällt die absolute Vergrößerung kleiner aus. Die Vergrößerung ist für die zugehörige Eindringtiefe ($z = d_E$) mit den Ergebnissen für $\beta(\lambda)$ und Formel 3.1 berechnet worden, und in Abhängigkeit der Wellenlänge in Abb. 3.2a dargestellt. Für weite Teile des absorbierten Spektrums ergibt sich eine Vergrößerung kleiner als $1\text{ }\mu\text{m}$. Je tiefer die Strahlung ins Material eindringt (d. h. für große Wellenlängen), umso stärker wird die Vergrößerung des Lichtfleckradius. Dies ist entsprechend bei der Auswahl der Wellenlänge zu beachten.

Die zugehörige Intensitätsverteilung $I_L(r, z, \lambda)$ des Lichtflecks kann durch eine Gaußverteilung (siehe Gleichung 2.4) in Zylinderkoordinaten (z, r) mit Mittelpunkt bei $x = x'$ ($r = 0$) in Abhängigkeit des tiefenabhängigen Radius $\rho(z, \lambda)$ (siehe Gleichung 3.1) beschrieben werden:

$$I_L(r, z, \lambda) = I_{\text{Max}}(z, \lambda) \exp \left[\frac{-2r^2}{\rho^2(z, \lambda)} \right]. \quad (3.2)$$

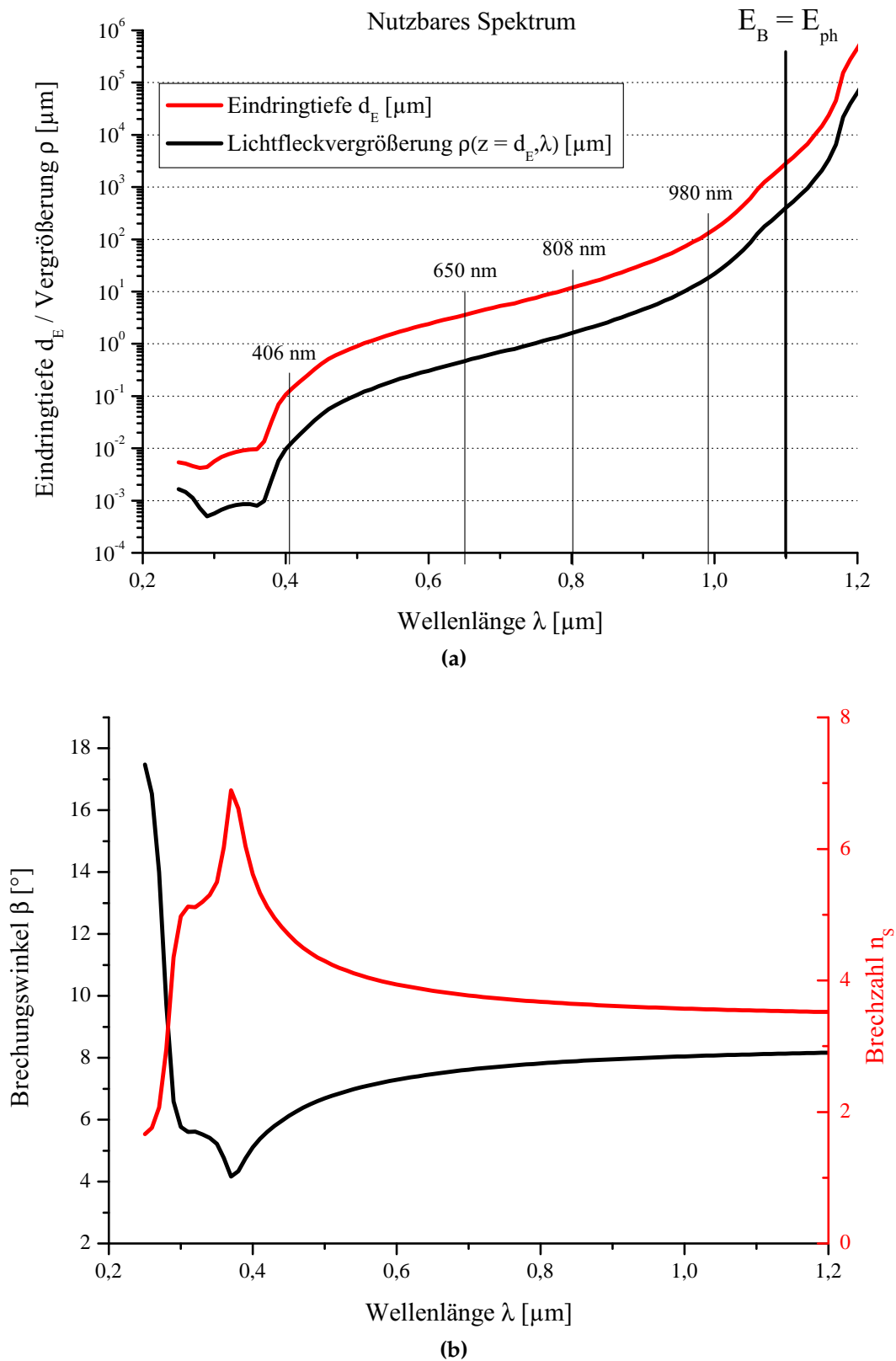


Abbildung 3.2: a) Eindringtiefe (rot) nach Green [76] und berechnete Lichtfleckvergrößerung (schwarz) für kristallines Silizium. b) Brechungsindex n_s (rot) [76] und berechneter Brechungswinkel β (schwarz) in kristallinem Silizium.

Dabei wird die zugehörige Amplitude $I_{\text{Max}}(z)$ über den Absorptionskoeffizienten α' (siehe Gleichung 2.11) und den effektiven Radius $\rho(z)$ bestimmt:

$$I_{\text{Max}}(z, \lambda) = \frac{2\alpha' \exp[-\alpha'z]}{\pi\rho^2(z, \lambda)}. \quad (3.3)$$

Verschiebt man dieses Anregungsvolumen ausgehend von Position $x = x'$ in negative x -Richtung über die Korngrenze hinweg (siehe Abb. 3.1), so ergibt sich der induzierte Strom $I^*(x)$. Dessen analytische Form wurde durch Marek [9] unter Verwendung der Ergebnisse von Donolato [78] hergeleitet, und kann dort nachvollzogen werden. Der induzierte Strom kann auf den Hintergrundstrom I_h (Strom unter Vernachlässigung der Korngrenze) normiert werden und es ergibt sich das Kontrastprofil $i^*(x)$:

$$i^*(x) = \frac{I^*(x)}{I_h}. \quad (3.4)$$

Das Maximum des Kontrastprofils an der Stelle $x = 0$ ist dabei abhängig von verschiedenen Parametern und ein Maß für den Kontrast des Systems:

$$i_{\text{Max}}^* = i^*(x = 0) = f(d_E, L, \rho_0, \beta). \quad (3.5)$$

3.1.2 Evaluierung des Einflusses verschiedener Parameter auf Auflösung und Bildkontrast

Marek berechnet im Rahmen seines Modells (siehe Abschnitt 3.1.1) das Kontrastprofil $i^*(x)$ nach Gleichung 3.5, und bestimmt dessen Maximum i_{Max}^* und Halbwertsbreite $w_{0,5}$ für verschiedene Parameter (L, ρ_0, d_E), um deren Einfluss auf den Kontrast bzw. die Auflösung des Systems zu ermitteln [9]. Dabei wurde die Diffusionslänge L im Halbleiter von 1 bis 200 μm , der Radius ρ_0 von 2 bis 200 μm und die Absorptionstiefe d_E von 1 bis 300 μm variiert.

Die daraus folgenden Ergebnisse sind in Abb. 3.3 dargestellt. Sie konnten durch Messungen an Korngrenzen durch Marek nachgewiesen und durch Sawyer bestätigt werden [9, 79]. In Abb. 3.3a ist der Einfluss der Eindringtiefe d_E (und damit von der genutzten Wellenlänge λ) auf i_{Max}^* für verschiedene Diffusionslängen L mit $\rho_0 = 2 \mu\text{m}$ und $\beta = 0,286 \text{ rad}$ gezeigt. Ist $L < d_E$, so kann näherungsweise nur der Teil der

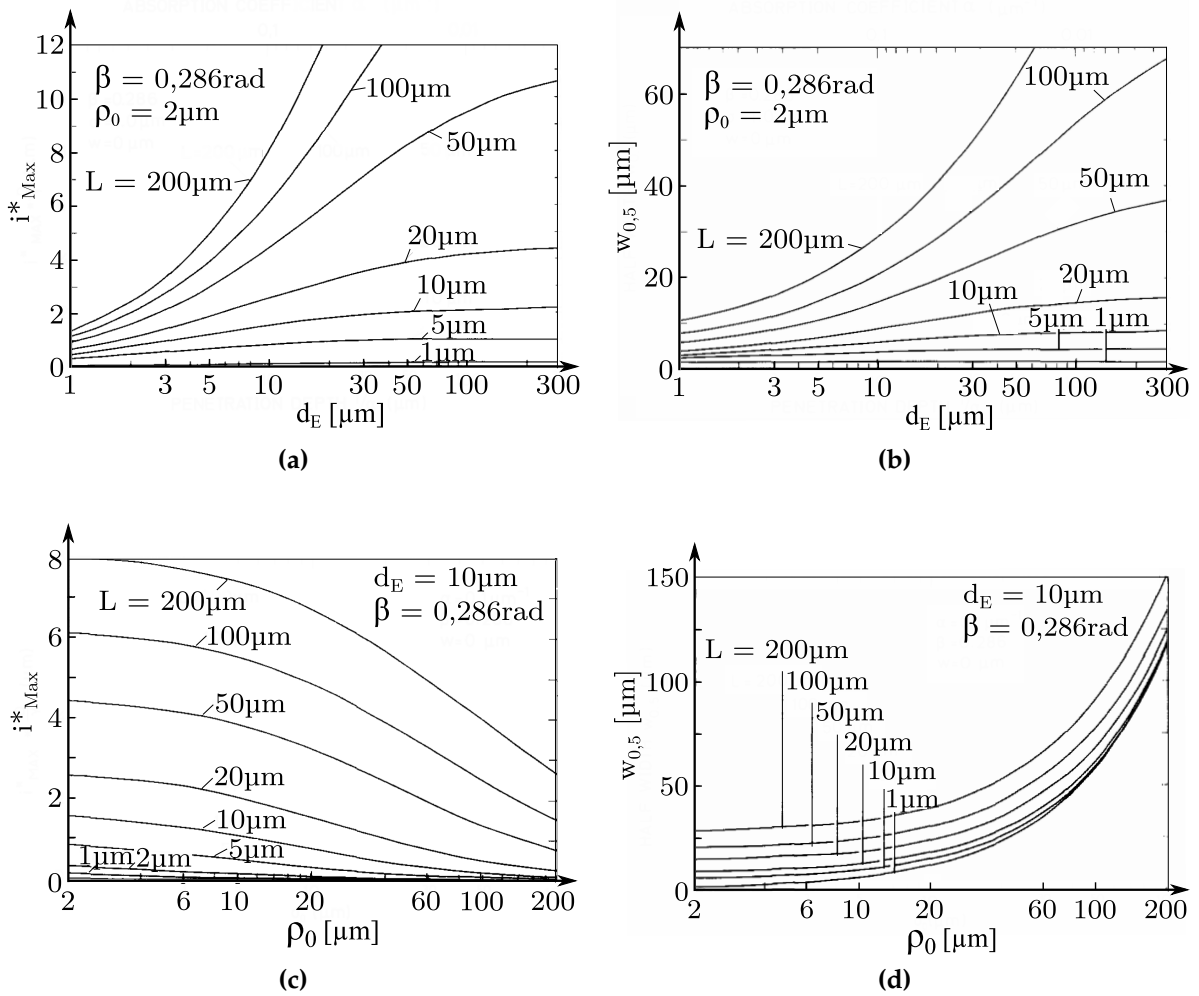


Abbildung 3.3: Abhängigkeit des maximalen Kontrastes i^*_{Max} und Halbwertsbreite $w_{0,5}$ von Diffusionslänge L , Tailenradius ρ_0 und Eindringtiefe d_E , modifiziert nach Marek [9].

generierten Ladungsträger zum resultierenden Stromfluss beitragen, der bis zu einem Abstand von $z = L$ von der Oberfläche eingeprägt wurde. Danach bewirkt eine weitere Vergrößerung der Absorptionstiefe d_E keinen verbesserten Kontrast, und das Kontrastprofil geht in Sättigung über. Ist $L \gg d_E$, so nimmt mit steigender Absorptionstiefe die Wahrscheinlichkeit zu, dass ein Ladungsträger beim Diffusionsprozess im Halbleiter im Bereich der Korngrenze rekombiniert, und der Kontrast erhöht sich.

Die Halbwertsbreite des Kontrastprofils $w_{0,5}$ ist ein Maß für die Auflösung des Systems. Trägt man sie über der Eindringtiefe d_E in Abhängigkeit der Diffusionslänge L auf (siehe Abb. 3.3b), so zeigt sich, dass sowohl d_E als auch L die Auflösung des Systems limitieren können. Generell verschlechtert sich die Auflösung mit steigendem d_E und steigendem L . Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass zur Reduzierung der Halbwertsbreite (höhere Auflösung) eine kleinere Wellenlänge oder kleinere Diffusionslänge gegeben sein muss.

Die Ergebnisse aus Abb. 3.3a und 3.3b zeigen, dass für größere Diffusionslängen L und Eindringtiefen d_E der Kontrast (i_{Max}^*) besser, und die Auflösung ($w_{0,5}$) schlechter wird. Daher muss je nach Messanwendung ein geeigneter Kompromiss zwischen Kontrast und Auflösung gefunden werden. Da die Diffusionslänge durch das Halbleitermaterial bestimmt ist, ist die Eindringtiefe der in der Praxis anpassbare Parameter. Dies kann indirekt durch die Wahl der Wellenlänge λ geschehen (vergleiche Abb. 3.2a).

Ein weiterer Parameter ist der durch das optische System limitierte Tailenradius ρ_0 . Dessen Einfluss auf den Kontrast (i_{Max}^*) sowie die Auflösung ($w_{0,5}$) ist in Abb. 3.3c und 3.3d für $d_E = 10 \mu\text{m}$ und $\beta = 0,286 \text{ rad}$ gegeben. Für alle L sinkt der maximale Kontrast i_{Max}^* während sich die Halbwertsbreite $w_{0,5}$ mit steigendem Radius ρ_0 vergrößert. Andererseits nimmt mit steigender Diffusionslänge der Kontrast als auch die Halbwertsbreite zu. Dies zeigt, dass ein kleinerer Radius ρ_0 an der Oberfläche sowohl Auflösung als auch Kontrast des Systems positiv beeinflusst und daher so klein wie möglich sein sollte. Die Theorieergebnisse bestätigen, dass die angestrebte Optimierung der Fokussierung von LS-Systemen mit dem Ziel, den Lichtfleck auf der Probenoberfläche so klein wie möglich zu machen, der Kontrast als auch die Auflösung des Systems erhöht.

Anmerkung: Marek führte seine Modellberechnungen mit dem Radius ρ_0 durch. In nachfolgenden Publikationen wurde meistens der gleichwertige $1/e^2$ -Durchmesser d_{1/e^2} anstelle des Tailenradius ρ_0 zur Angabe der Systemauflösung verwendet:

$d_{1/e^2} = 2\rho_0$ [39, 80]. Diese Definition gibt für ein gegebenes Gaußprofil die Distanz an, in der die Intensität auf $1/e^2$ des Maximums abgefallen ist, und wird im Folgenden in Übereinstimmung mit dem überwiegenden Teil der Literatur verwendet.

3.1.3 Lateraler Rasterungsprozess

Die diskretisierte Messdatenaufnahme geschieht durch die zeitlich aufeinanderfolgende Messung eines Parameters (z. B. Kurzschlussstrom), während lokal unterschiedliche Probenpositionen beleuchtet werden. Die Position der Messpunkte zueinander ist dabei in x -Richtung durch den Rasterabstand Δx_r , und in y -Richtung durch Δy_r definiert. In Abb. 3.4 sind beispielhaft zwei mögliche Messabläufe dargestellt. Im Fall 3.4a ist der Fahrweg s-förmig und kürzer als im Fall gleichbleibender Messrichtung (Abb. 3.4b), und die Messzeit verkürzt sich. Durch die Umkehrung der x -Scanrichtung in 3.4a kann eine Ungenauigkeit der Positionierung durch das Umkehrspiel der verwendeten Linearachsen entstehen. Daher werden im Rahmen dieser Arbeit alle Messungen mit der in Abb. 3.4b gezeigten Methode durchgeführt, und eine geringfügig verlängerte Messzeit akzeptiert. Der kleinstmögliche Rasterabstand ist durch die minimale Schrittweite der verwendeten Achsensysteme (siehe Abschnitt 3.2.3) gegeben.

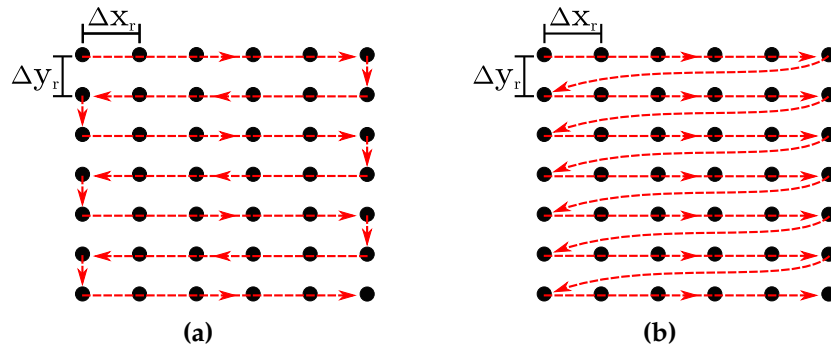


Abbildung 3.4: Beispiele des Rasterungsprozesses: a) s-förmiger Fahrweg mit wechselnder Richtung, b) Fahrweg mit gleichbleibender Richtung.

3.1.4 Die Auswahl des Rasterabstandes

Prinzipiell können die Rasterabstände Δx_r und Δy_r in x - und y -Richtung unabhängig voneinander gewählt werden. In der Praxis wird meist ein identischer Rasterabstand ausgewählt, um in beiden Dimensionen die gleiche laterale Punktdichte zu erzielen, und einen übergeordneten Rasterabstand $\Delta s = \Delta x_r = \Delta y_r$ angeben zu können. Damit ergibt sich die Limitierung der Bildauflösung entweder durch den Rasterabstand Δs oder Lichtfleckdurchmesser d_{1/e^2} (siehe Abschnitt 3.1.1), wie in Abb. 3.5 gezeigt. In Abb. 3.5a gilt $\Delta s > d_{1/e^2}$ und die Bildauflösung wird durch den Rasterabstand Δs limitiert. Im optimalen Fall ($\Delta s = d_{1/e^2}$) in Abb. 3.5b geben beide Parameter die Bildauflösung vor. Ist $\Delta s < d_{1/e^2}$ (siehe Abb. 3.5c), so ist es möglich, bei gleichbleibendem Lichtfleckdurchmesser eine größere Punktdichte zu erzielen. Da der Lichtfleck in jedem Messwert Bereiche außerhalb des eigentlichen Messwertbereiches beleuchtet, überlagern sich Bildinformationen von benachbarten Messwerten, und das Bild erfährt eine Weichzeichnung. Eine Mehrinformation, z. B. in Form von kleineren Strukturen, ist im Vergleich zu Fall 3.5b nicht gegeben. Die maximal mögliche Auflösung ist daher durch d_{1/e^2} limitiert, und kann durch einen kleineren Rasterabstand nicht weiter erhöht werden. Durch digitale Bildrekonstruktion können zusätzliche Bildinformationen aus einer Messung mit $\Delta s < d_{1/e^2}$ rekonstruiert werden. Dies wird in Abschnitt 3.4 gezeigt.

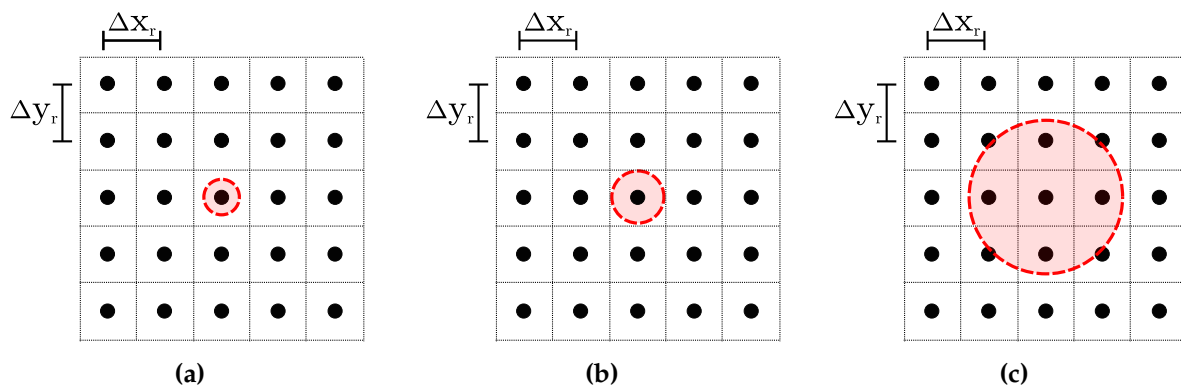


Abbildung 3.5: Auflösungslimitierung durch Rasterabstand ($\Delta s = \Delta x_r = \Delta y_r$) oder Lichtfleckdurchmesser d_{1/e^2} . a) Auflösung durch Δs limitiert, da $\Delta s > d_{1/e^2}$, b) Auflösung durch $\Delta s = d_{1/e^2}$ limitiert, da $\Delta s = d_{1/e^2}$, c) Auflösung durch d_{1/e^2} limitiert, da $\Delta s < d_{1/e^2}$.

3.2 Technische Entwicklung des OBIC-Systems

Das im Folgenden beschriebene OBIC-System ist für eine möglichst breite Anwendung ausgelegt worden, um Messungen an unterschiedlichen Materialien und Solarzellenstrukturen zu ermöglichen sowie Messbereich und Auflösung flexibel wählen zu können. Die wichtigsten Kriterien des Messplatzes sind nachfolgend zusammengefasst:

- Durch einen Wellenlängenbereich von 400 bis 1800 nm sollen neben Silizium auch andere Materialsysteme (wie z. B. GaAs basierte Solarzellen) sowie komplexe Solarzellenstrukturen (wie z. B. Tandemsolarzellen) untersucht werden können.
- Das Licht zweier unterschiedlicher Wellenlängen soll simultan in jedem Punkt der Probenoberfläche fokussierbar sein, um beispielsweise Tandem- oder Quantentopfsolarzellen zu untersuchen.
- Die maximale Auflösung des Systems soll mindestens 10 μm betragen.
- Der xy -Tisch zur Verschiebung der Probe muss eine möglichst gute Ebenheit ($< 5 \mu\text{m}$) aufweisen, um Fokussierfehler zu minimieren.
- Das gesamte xyz -Translationssystem muss gegen Vibrationen geschützt, und zueinander stabil angeordnet werden.
- Zur Reproduzierbarkeit der Messungen müssen Wiederhol- und Positioniergenauigkeit des xy -Tisches so gering wie möglich sein.
- Um das System für eine Vielzahl von Probengrößen kompatibel zu machen, soll der Fahrweg des xy -Tisches in beide Richtungen mindestens 155 mm betragen.
- Die eingestrahlte Lichtleistung soll für jede Messung ermittelt werden.
- Die Lichtleistung und das Spektrum der verwendeten Lichtquellen muss über den Zeitraum einer Messung (bis zu 24 Stunden) stabil sein.
- Der Messbereich der Messgeräte zur Strommessung sollte mindestens im nA-Bereich liegen, da aufgrund der geringen Beleuchtungsfläche kleine Ströme zu erwarten sind.
- Alle Komponenten müssen mit der Programmierumgebung LabVIEW (National Instruments) kompatibel sein, um den Messplatz automatisiert ansteuern zu können.

Der technische Aufbau des konzipierten OBIC-Messplatzes ist in Abb. 3.6 gezeigt. Er besteht aus verschiedenen Komponenten, die nachfolgend in gesonderten Abschnitten im Detail besprochen werden.

Es stehen als Lichtquellen zwei Monochromatorsysteme sowie mehrere Laser zur Verfügung (siehe Abschnitt 3.2.1), deren Licht über eine Glasfaser in ein gegen Streulicht abgeschirmtes Gehäuse geführt wird. Werden zwei Lichtquellen zur Intensitätssteigerung bzw. zur Messung mit zwei verschiedenen Wellenlängen benötigt, so können beide über eine Multimodefaserkopplung zusammengeführt werden. Die Fasern sind mechanisch fixiert, zusätzlich ist der Messaufbau über einen aktiv schwingungsgedämpften Tisch (Thorlabs PTM51508 mit luftdruckgedämpften Füßen PTS603) vor Vibrationen geschützt.

Das Faserende wird über ein Spiegelobjektiv (siehe Abschnitt 3.2.2) auf die zu untersuchende Probe abgebildet. Da das Objektiv keine chromatische Aberration aufweist, ist dessen Arbeitsabstand unabhängig von der gewählten Wellenlänge und erlaubt somit auch die Fokussierung von Weißlicht bzw. zwei unterschiedlichen Wellenlängen.

Zusammen mit einem Laser-Wegmesssensor (siehe Abschnitt 3.2.4) ist das Objektiv auf einer z-Linearachse montiert, die senkrecht zu einem xy-Verfahrtisch auf einem Granitportal zur Schwingungsdämpfung und Stabilisierung angeordnet ist (siehe Abschnitt 3.2.3). Der Wegmesssensor ist für das entwickelte, adaptive Fokussiersystem von Bedeutung und wird in Kapitel 3.3 ausführlich besprochen. Beide Achsensysteme sind über eine Achsensteuerung digital steuerbar.

Die zu untersuchende Probe wird auf dem Verfahrtisch in einem Halter fixiert, der nachfolgend in Abschnitt 3.2.6 beschrieben wird. Direkt daneben befindet sich eine über einen Universal Serial Bus (USB)-Anschluss angesteuerte CMOS-Kamera, die zur adaptiven Fokussierung (siehe Kapitel 3.3) benötigt und in Abschnitt 3.2.4 beschrieben wird. Elektrische Messungen erfolgen über eines der in Abschnitt 3.2.5 gelisteten Messgeräte (meist: Keithley 2010 Multimeter). Zur Bestimmung der eingestrahnten Lichtleistung auf der Probenoberfläche sind zwei Photodetektoren (siehe Abschnitt 3.2.4) neben der Probe auf dem Verfahrtisch angebracht.

Die Messung wird über ein Computerprogramm in LabVIEW automatisiert gesteuert, das in Abschnitt 3.2.7 beschrieben ist. Die einzelnen technischen Komponenten des Messplatzes sind im Folgenden aufgeführt.

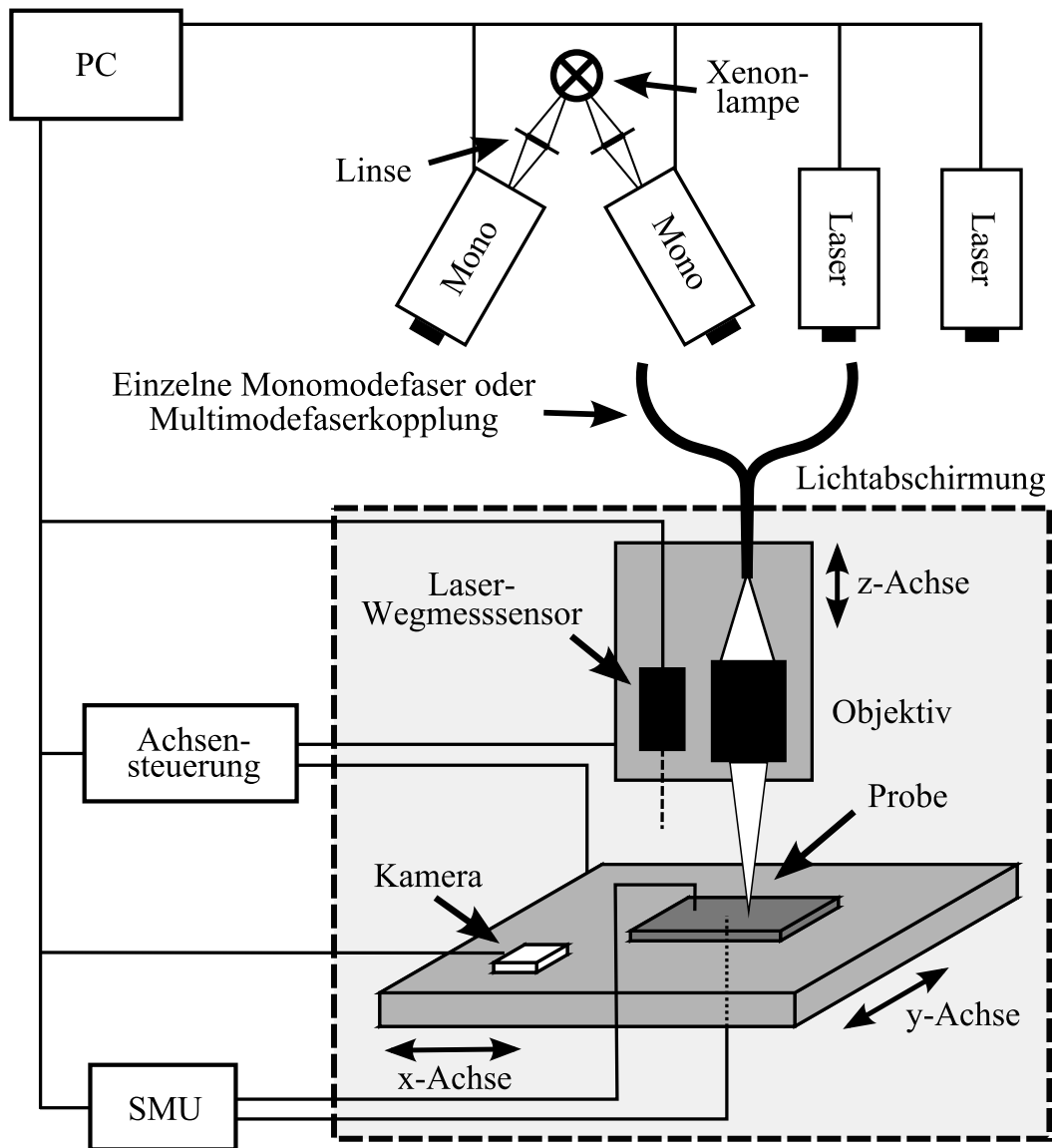


Abbildung 3.6: Technischer Messaufbau des OBIC-Systems mit der Möglichkeit zur Einkopplung verschiedener Lichtquellen (Laser- und Monochromatorsysteme) mittels Mono- oder Multimodefasern.

3.2.1 Lichtquellen

Für die Lichtquellen des Systems musste ein Kompromiss gefunden werden, um die Anforderungen nach einem breitem Spektralbereich (400 bis 1800 nm) mit möglichst großer Lichtleistungsdichte, einer möglichst geringen Divergenz des Lichtstrahls zur akkuraten Fokussierung und die zeitgleiche Beleuchtung mit zwei Lichtquellen unterschiedlicher Wellenlänge bei möglichst geringen Kosten zu ermöglichen. Daher wurde eine Kombination mehrerer Lichtquellen, bestehend aus zwei Monochromatorsystemen und mehreren Laserlichtquellen ausgewählt, die je nach Messanwendung eingesetzt werden können und nachfolgend erläutert werden.

Newport Monochromatorsysteme

Die beiden Monochromatorsysteme zeichnen sich durch eine flexible Wahl der Wellenlänge und der spektralen Breite des verwendeten Lichtes aus. Dafür weist das Lichtbündel am Monochromatorausgang eine im Vergleich zu Lasersystemen große Divergenz auf, sodass es nicht in Monomodenfasern (*engl. single mode fiber*), sondern lediglich in Multimodenfasern (*engl. multi mode fiber*) mit größerem Kerndurchmesser eingekoppelt werden kann. Des Weiteren ist die ausgegebene Leistungsdichte deutlich geringer als bei Laserlichtquellen.

Als Lichtquelle wird eine 75 W Xenonlampe (Newport 6257) verwendet, die sich in einem Cornerstone Q-Serie Bogenlampengehäuse mit Kondensor und Rückreflektor befindet. Sie kann zeitgleich in zwei USB-steuerbare Monochromatoren (Cornerstone 130 $\frac{1}{8}$ m, Newport) eingekoppelt werden (siehe Abb. 3.6). Die zeitliche Stabilität der Lampenleistung zeigt innerhalb der Aufwärmphase von ca. 150 min deutliche Leistungsveränderungen (siehe Abb. 3.7). Nachfolgend stellt sich ein stabiles Niveau ein, das eine Leistungsschwankung $< \pm 1\%$ aufweist. In jedem Monochromator wird das Lichtbündel über zwei Beugungsgitter spektral zerlegt und aus einem Wellenlängenbereich von 400 bis 2000 nm ein schmalbandiger Anteil (spektrale Breite ca. 15 nm) am Ausgangsspalt des Systems zur Verfügung gestellt. Die für Monochromatorsysteme relativ große spektrale Breite wird benötigt, um eine möglichst hohe Lichtleistung auf der Probe zu gewährleisten. Die beiden Beugungsgitter wurden anhand ihrer Gittereffizienzen aufeinander abgestimmt, sodass diese den gesamten Wellenlängenbereich abdecken, und sogar Wellenlängen bis 2000 nm ermöglichen (siehe Anhang, Abb. A.1). Mit einer Linse wird das schmalbandige, divergente Lichtbündel am Monochromatorausgang in eine Multimodefaser (*engl. multi mode fiber*) eingekoppelt.

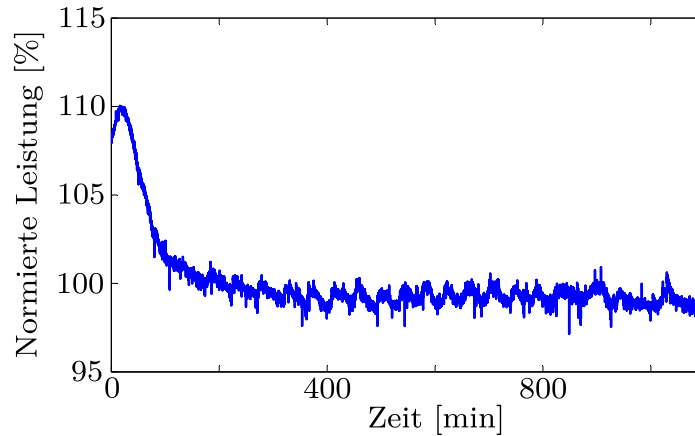


Abbildung 3.7: Langzeitstabilität der verwendeten Xenonlampe (Newport 6257). Nach einer Aufwärmphase von ca. 150 min ergibt sich ein stabiles Leistungsniveau.

Ein optisches Filterrad zur Unterdrückung von höheren Beugungsordnungen ist mit vier Hochpassfiltern mit jeweiliger Grenzwellenlänge von 309 nm, 570 nm, 830 nm und 1600 nm ausgestattet, die je nach eingestellter Wellenlänge automatisch zugeschaltet werden.

Es stehen mehrere Multimodefaserweichen zur Verfügung, um das Licht beider Monochromatorsysteme in eine Faser zusammenzuführen und in den gegen Streulicht abgeschirmten Bereich zu übertragen (siehe Abb. 3.6). Aufgrund des für die Light-einkopplung des Monochromatorsystems benötigten, größeren Kerndurchmessers und des benötigten Übertragungsbereichs von mind. 400 bis 1800 nm sind dafür nur Multimodefasern einsetzbar. Eine Übersicht der Faserweichen, ihres Übertragungsbereichs $\Delta\lambda$ sowie Kerndurchmessers d_K ist in Tabelle 3.1 zu finden. Neben Einzelfasern kommt auch ein Multimodefaserbündel zum Einsatz, um mit einer größeren Faserfläche (Durchmesser des Faserbündels: $d_K = 3700 \mu\text{m}$) eine größere Lichtleistung einkoppeln zu können.

Tabelle 3.1: Eigenschaften der verwendeten Multimodefaserweichen mit transmittiertem Wellenlängenbereich $\Delta\lambda$ und Durchmesser d_K am gemeinsamen Faserende.

Glasfaser	Fasertyp	$\Delta\lambda$ [nm]	d_K [μm]
FCMM50-50A-FC	Einzelfaser	> 800	50
SPLIT400-VIS-NIR	Einzelfaser	400-2500	400
LightGuideOptics	Faserbündel	400-2500	3700

Thorlabs MCLS1 4-Kanal Laserlichtquelle

Als Ergänzung zu den Monochromatorsystemen wurde ein 4-Kanal Lasersystem der Firma Thorlabs ausgewählt, das über 4 continuous wave (cw) Laserdioden der Wellenlängen 406, 808, 980 und 1550 nm verfügt. Diese können unabhängig voneinander in ihrer Betriebstemperatur und Ausgangsleistung kontrolliert werden, sodass die Lichtleistungsschwankung am Ausgang laut Herstellerangaben unter 0,5 % gehalten werden kann [81]. Das Laserlicht jeder Lichtquelle steht über jeweils einen FC/PC-Anschluss zur Verfügung. Darüber wird das Licht in eine auf die jeweilige Wellenlänge ausgelegte Monomodefaser eingekoppelt. Im Gegensatz zu den Multimodefasern der Monochromatorsysteme können Monomodefasern aufgrund ihres kleineren Kerndurchmessers deutlich präziser fokussiert werden, und das OBIC-System kann mit verbesserter Auflösung betrieben werden. Die minimale und maximale Leistung P_L am Ende der verwendeten Monomodefasern ist für alle Laserdioden in Tabelle 3.2 zu finden. Ein USB-Anschluss ermöglicht die Computersteuerung des Systems. Über 4 analoge Spannungskanäle von 0 bis 5 V mit Koaxialstecker Bayonet Neill Concelman (BNC) Anschlüssen kann die Lichtleistung der Dioden von der minimalen bis zur maximalen Ausgangsleistung moduliert werden.

Für das Lasersystem werden aufgrund der besseren Übertragungsstabilität und des kleineren Modenfelddurchmessers (MFD) einzelne Monomodefasern zur Lichtübertragung in die Lichtabschirmung eingesetzt. Nur für den Fall, dass zwei Laserlichtquellen gleichzeitig eingesetzt werden sollen, wird eine Multimodefaserweiche verwendet (siehe Tabelle 3.1). Der MFD ist bei Monomodefasern analog zur Begrenzung eines Lichtbündels mit dem Abfall der Lichtintensität auf $1/e^2$ definiert (siehe Abschnitt 2.1.3). Eine Übersicht der verwendeten Monomodefasern mit ihren jeweiligen Übertragungsbereichen $\Delta\lambda$ sowie Modenfelddurchmessern ist für die entsprechende

Tabelle 3.2: Charakteristische Parameter der MCLS1 Laserdioden mit Wellenlänge λ und Lichtleistung P_L am Ende der Monomodefasern.

Diode	λ [nm]	Min. P_L [mW]	Max. P_L [mW]
MCLS1-406	406	0,9	37,2
MCLS1-808-20	808	0,2	24,3
MCLS1-980	980	0,3	23,5
MCLS1-1550	1550	0,6	2,0

Tabelle 3.3: Eigenschaften der verwendeten Monomodefasern: Laserwellenlänge λ , transmittierter Wellenlängenbereich $\Delta\lambda$, Modenfelddurchmesser (MFD).

Glasfaser	λ [nm]	$\Delta\lambda$ [nm]	MFD [μm]
P1-305A-FC-2	406	320-430	$\approx 2,6$
P1-630A-FC-2	650	600-800	$\approx 4,6$
P1-780A-FC-2	808	780-970	$\approx 5,0$
P1-980A-FC-2	980	970 - 1650	$\approx 5,8$
P1-SMF28E-FC-2	1550	1260-1650	$\approx 10,5$

Laserwellenlänge λ in Tabelle 3.3 gegeben. Die Monomodefaser für $\lambda = 650 \text{ nm}$ wird für die nachfolgend erläuterte Fibercheck Lichtquelle benötigt.

Fibercheck Laserlichtquelle

Der Fibercheck der Firma Laser Components wird typischerweise zur Fehleranalyse in Glasfaserkabeln verwendet. Er besteht aus einer batteriebetriebenen cw Laserdiode ($\lambda = 650 \text{ nm}$, Ausgangsleistung 1 mW) mit FC/PC Monomodefaserkopplung. Durch die Modifikation des Batteriefachs wurde der Fibercheck an eine 3 V Gleichspannungsquelle angeschlossen, um Leistungsschwankungen des Lasers zu verringern und das System ohne Batterie zu betreiben. Trotz einer fehlenden Temperaturkontrolle (im Vergleich zum Thorlabs MCLS1 System) konnte mit einer Langzeitmessung über mehrere Stunden (siehe Abb. 3.8) eine Lichtleistungsstabilität von $\pm 1 \%$ nachgewiesen werden, sodass der Fibercheck als Lichtquelle für Langzeitmessungen verwendet werden kann, und das MCLS1 Lasersystem kostengünstig ergänzt.

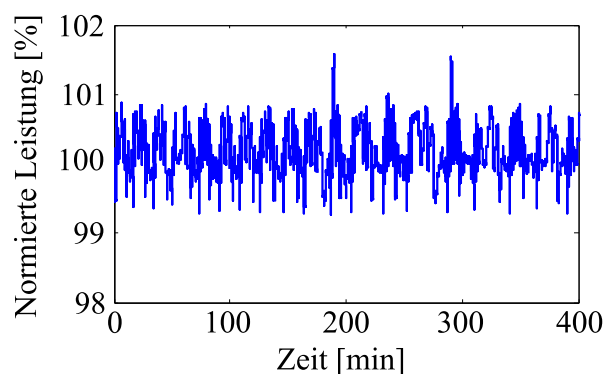


Abbildung 3.8: Langzeitstabilität der Fibercheck Laserlichtquelle ($\lambda = 650 \text{ nm}$). Die Lichtleistung weist eine geringfügige Schwankung von $\pm 1 \%$ auf.

Tabelle 3.4: Eigenschaften der Lichtquellen. Diskrete Laserwellenlängen: 406, 650, 808, 980, und 1550 nm; kontinuierliches Spektrum Monochromatoren: 400 bis 2000 nm.

Eigenschaft	Monochromatoren	Zwei Laser	Einzellaser
Wellenlänge	Kontinuierlich	Diskret	Diskret
Dualer Modus	Ja	Ja	Nein
Erreichbare Auflösung [μm]	≈ 20	$\approx 5\ldots 20$	≈ 4
Max. Leistungsdichte [Sonnen]	≈ 1	≈ 2000	≈ 50000

Zusammenfassung der Lichtquellen und ihrer Eigenschaften

In Tabelle 3.4 sind die charakteristischen Eigenschaften der Lichtquellen des Systems zusammengestellt. Je nach Anwendungsfall ist die genaue Wahl der Wellenlänge von Bedeutung, und das Monochromatorsystem (mit geringerer Leistungsdichte) mit entsprechender Lichteinkopplung in eine Multimodefaser kann verwendet werden. Ist eine der vorhandenen Laserwellenlängen zur Messung geeignet, so stehen durch den Laser deutlich größere Leistungsdichten und durch die Verwendung von Monomodefasern höhere Auflösungen zur Verfügung.

3.2.2 Justierbares ReflX Spiegelobjektiv

Um das Licht des gesamten, ausgewählten Spektralbereichs von 400 bis 1800 nm vom Faserende auf die Probenoberfläche abbilden zu können (siehe Abb. 3.6), wurde ein Spiegelobjektiv mit folgenden Parametern ausgewählt: Justierbares ReflX Objektiv (Edmund Optics), 36x, Fokus: endlich bis unendlich, $\text{NA} = 0,5$. Durch die Spiegeltechnik beträgt der Arbeitsabstand wellenlängenunabhängig 8 mm und chromatische Aberrationen werden minimiert. Dies ermöglicht die korrekte Fokussierung von schmalbandiger Laserstrahlung als auch breitbandiger Weißlichtquellen. Der Lichtweg innerhalb des Objektivs ist in der nebenstehenden Abbildung eingezeichnet, und verläuft umgekehrt zur üblichen Anwendung (Vergrößerung eines Objektes im Fokuspunkt). Durch die Umkehrung fällt ein kleiner Teil der Strahlung am ersten, kleineren Spiegel vorbei und direkt auf die Probe. Um diese Störstrahlung zu unterdrücken, wurde eine Blende konstruiert, die den Arbeitsabstand zur Probe auf 3 mm reduziert.

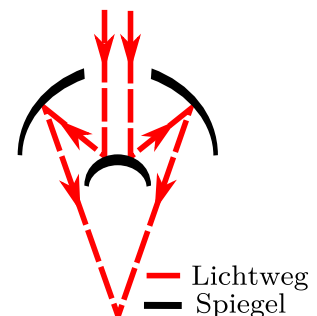


Tabelle 3.5: Durch das Objektiv beugungsbegrenzte Auflösung (Airyscheibchen d_t) und Schärfentiefe (DOF) der Laserlichtquellen (Wellenlänge λ).

λ [nm]	d_t [μm]	DOF [μm]
406	1,0	1,6
650	1,6	2,6
808	2,0	3,2
980	2,4	3,9
1550	3,8	6,2

Das gewählte Objektiv weist im Vergleich zu anderen Spiegelobjektiven das richtige Verhältnis aus erreichbarem, beugungsbegrenztem Lichtfleckdurchmesser d_t , Schärfentiefe DOF und noch technisch realisierbarem Arbeitsabstand (bzw. Brennweite) auf (siehe Gleichungen 2.8 und 2.10). Die berechneten Werte für d_t und die DOF des ausgewählten Objektivs sind für alle zur Verfügung stehenden Laserwellenlängen λ in Tabelle 3.5 gegeben. Die Beugungsbegrenzung liegt deutlich unter der angestrebten Auflösung von $10\text{ }\mu\text{m}$. Die Schärfentiefe zeigt, dass eine präzise Fokussierung für eine scharfe Bildgebung essentiell ist. Würde man die NA vergrößern, um die Beugungsbegrenzung zu reduzieren, so würde dies zu einem kleineren Arbeitsabstand, aber auch einer kleineren DOF und damit geringeren Fokustoleranz führen.

3.2.3 Dreidimensionales Linearachsensystem

Das dreidimensionale Linearachsensystem zur Positionierung von Probe und Objektiv wurde im gegebenen Kostenrahmen so ausgewählt, dass entsprechend de Vorgaben Proben bis zu einer Größe von 155 mm mit einer Auflösung ($< 10\text{ }\mu\text{m}$) gemessen werden können.

Anhand dieser Kriterien wurde das xyz -Translationssystem der Firma Feinmess Dresden ausgewählt. Es besteht aus einem xy -Kreuztisch (KT310-DC-200-L) auf einer Granitplatte, über dem orthogonal eine z -Linearachse (PMT160-DC-50-L) an einem Granitportal montiert ist. Durch das große Gewicht des Granits werden äußere Schwingungen gedämpft. Die Achsen verfügen über DC-Motoren mit Linear-messsystem, ihre technischen Details sind in Tabelle 3.6 aufgelistet. Der Fahrweg des Kreuztisches ermöglicht es prinzipiell, Zellen bis zu 200 mm Seitenlänge zu untersuchen. Für das System ist eine möglichst akkurate Positionier- und Wieder-

Tabelle 3.6: Technische Daten des xyz-Translationssystems.

Parameter	z-Linearachse	xy-Kreuztisch
Herstellerbezeichnung	PMT160-DC-50-L	KT310-DC-200-L
Verfahrweg [mm]	50	200x200
Positioniergenauigkeit [μm]	$\pm 1,5$	± 2
Wiederholgenauigkeit [μm]	$\pm 0,3$	$\pm 0,3$
Ebenheit gesamt [μm]	$\pm 0,5$	± 3
max. Geschwindigkeit [mm s^{-1}]	50	50
max. Beschleunigung [m s^{-2}]	0,5	0,5
Zulässige Last F_z [N]	44	115
Minimale Schrittweite [μm]	0,1	0,1

holgenauigkeit von Bedeutung, da diese das korrekte Anfahren eines Messpunktes sowie die Fokuseinstellung beeinflusst. Die Ebenheit des Kreuztisches beeinflusst mit $\pm 3 \mu\text{m}$ die korrekte Fokussierung bei hohen Auflösungen $< 10 \mu\text{m}$, dies wird in Abschnitt 3.3.5 diskutiert. Die Richtung der zulässigen Last ist in Gravitationskrafttrichtung, parallel zur Bewegungsrichtung der Linearachse und orthogonal zum xy-Kreuztisch zu sehen, und ist im Falle der z-Achse mit $F_z = 44 \text{ N}$ ausreichend dimensioniert, um Objektiv und Laser-Wegmesssensor zu halten (siehe Abb. 3.6). Die minimale Schrittweite der Achsen von $0,1 \mu\text{m}$ erlaubt eine akkurate Auswahl des Messbereichs, Rasterabstandes und eine präzise Einstellung des Arbeitsabstandes des Objektivs.

3.2.4 Elektro-optische Sensoren

CCD Laser-Wegmesssensor Keyence LK-G32

Zur Bestimmung des Abstandes zur Probe wird ein Laser-Wegmesssensor (Messkopf LK-G32, Keyence) eingesetzt, da Laser-Wegmesssensoren zur Ermittlung des Abstands berührungslos arbeiten und einen großen Arbeitsabstand haben (hier: 30 bis 40 mm). Zudem besitzt der Messkopf mit einer Wiederholgenauigkeit von $0,05 \mu\text{m}$ sowie einem Linearitätsfehler von maximal $2,5 \mu\text{m}$ (über den gesamten Messbereich) die benötigte Präzision zur Bestimmung des Abstandes zur Probe. Sein Messbereich beträgt $\pm 5 \text{ mm}$, die maximale Abtastrate 50 kHz .

Der Sensor kann in zwei unterschiedlichen Messmodi sowohl das spiegelnde als

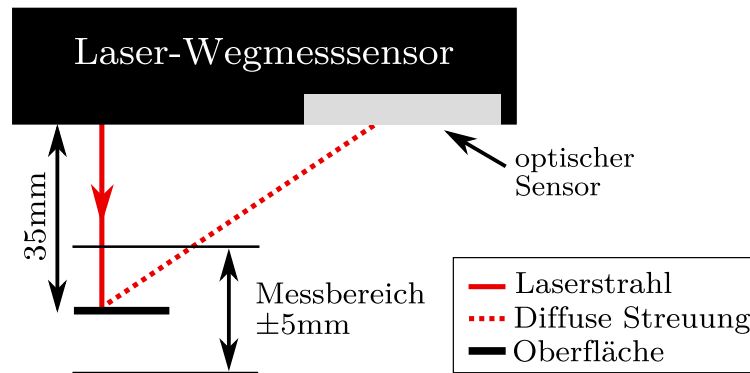


Abbildung 3.9: Schematisches Messprinzip des verwendeten Laser-Wegmesssensors.

auch das diffuse Licht mit einem optischen Sensor detektieren. Das Material der Probe kann dabei lokal variieren, solange die Oberfläche ein diffuses bzw. spiegelndes Signal zurückwirft. Der diffuse Messmodus ist für die Bestimmung des Abstands an unterschiedlichen Probenoberflächen besser geeignet, sodass dieser im Rahmen des entwickelten Messsystems zum Einsatz kommt. Das Messprinzip des Sensors ist für die Messung der diffusen Streuung in Abb. 3.9 dargestellt. Der Laserstrahl ($\lambda = 655 \text{ nm}$) beleuchtet die Probenoberfläche, wird dort diffus gestreut und in einem optischen Sensor detektiert. Aus dem Sensorsignal bestimmt der Messkopf den Abstand zur Oberfläche. Dabei beträgt der Abstand zur Mitte des Messbereichs 35 mm. Zur Datenakquise steht ein analoges Spannungssignal von -5 bis 5 V zur Verfügung, welches mit Hilfe einer Educational Laboratory Virtual Instrumentation Suite (ELVIS)-Steuerkarte digitalisiert und in LabVIEW in Abstände umgerechnet wird.

Photodioden zur Lichtleistungsmessung

Um den Spektralbereich der verwendeten Lichtquellen von 400 bis 1800 nm abzudecken, werden zwei lateral zur Probe auf dem xy -Tisch montierte Photodioden (S130C, S132C, Thorlabs GmbH) zur Bestimmung der eingestrahlteten Lichtleistung verwendet. Die technischen Parameter sind aus Tabelle 3.7 zu entnehmen. Über zwei USB-gesteuerte Kontrolleinheiten (PM100USB, Thorlabs GmbH) können die Messdaten in LabVIEW eingelesen werden.

CMOS-Kamera

Zur Fokussierung wird eine USB-gesteuerte, monochrome CMOS-Kamera (The Imaging Source, DMM 72BUC02-ML) mit einer Pixelanzahl von 2592×1944 eingesetzt.

Tabelle 3.7: Technische Parameter der ausgewählten Photodioden.

Parameter	Sensor S130C	Sensor S132C
Wellenlängenbereich	400 bis 1100 nm	700 bis 1800 nm
Auflösung	100 pW	1 nW
Detektormaterial	Silizium	Germanium
Max. Abweichung Referenz	±5 %	±5 %

Der Sensor ist auf eine Platine aufgebracht und zeichnet sich durch eine Pixelseitenlänge von $2,2\text{ }\mu\text{m}$ aus. Seine Verwendung zur Fokussierung wird in Abschnitt 3.3 genauer erläutert.

3.2.5 Strom- und Spannungsmessgeräte

Zur Strom- und Spannungsmessung stehen zwei Messgeräte zur Verfügung. Zum einen eine Keithley 238 Source-Measure-Unit (SMU), mit der neben Kurzschlussstrom und offener Klemmspannung beispielsweise auch I - U -Kennlinien bestimmt werden können. Der kleinste Strommessbereich des Geräts beträgt 1 nA (kleinste Auflösung 10 fA), der kleinste Spannungsmessbereich 1,5 V (kleinste Auflösung 10 μ V). Des Weiteren wurde ein Keithley 2010 Multimeter verwendet, das einen kleinsten Strommessbereich von 10 mA (kleinste Auflösung 10 nA) und einen kleinsten Spannungsmessbereich von 100 mV (kleinste Auflösung 10 nV) besitzt.

Für Messungen kleinerer Ströme oder Spannungen kommt ein Lock-In Verstärker (SR 830, Stanford Research Systems) zum Einsatz. Das Messprinzip ermöglicht es, schwache elektrische Signale gezielt zu verstärken und das Signal-Rauschverhältnis zu verbessern. Dies geschieht über eine Frequenzmodulation des Anregungssignals, bei den Monochromatorsystemen ist dies über ein im Lichtweg platziertes Chopperrad (MC2000-EC, Thorlabs) möglich. Im Falle des MCLS1 Lasersystems erfolgt die Modulation über einen analogen Spannungseingang, dessen Signal die Ausgangslichtleistung des Lasers steuert. Der ebenfalls modulierte Anteil des Messsignals kann durch die Lock-In-Technik aus dem gesamten Messsignal herausgefiltert werden [82, S. 111ff].

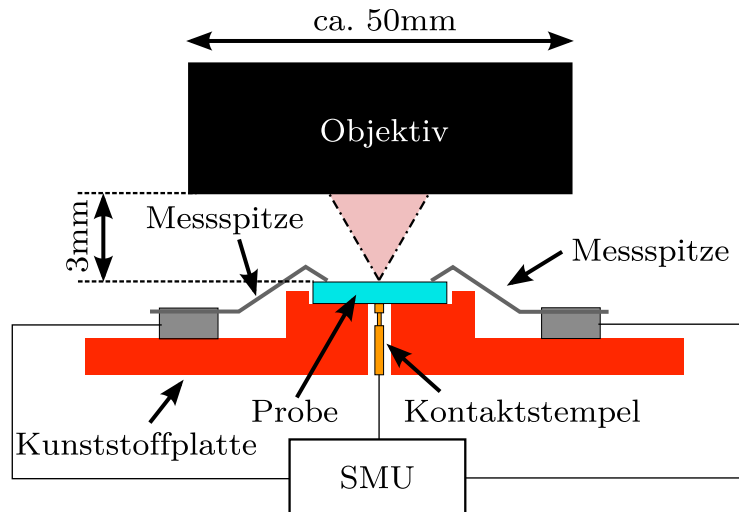


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung des Probenhalters.

3.2.6 Kontaktierung und Probenhalterung

Zur Probenkontaktierung wurde ein Halter konstruiert, der in einer Seitenansicht in Abb. 3.10 dargestellt ist. Auf einer Kunststoffplatte wird die Probe auf einem erhöhten Plateau platziert, und damit elektrisch isoliert. Seitlich befinden sich zwei Aluminiumblöcke, die jeweils eine Messspitze aus Wolfram halten. Sie können beide als Vorderseitenkontaktierung der Probe verwendet werden und fixieren die Probe durch leichten Druck. Eine Rückseitenkontaktierung ist über einen vergoldeten Kontaktstempel möglich, der durch eine Öffnung in der Kunststoffplatte geführt wird. Es können Proben bis zu einer Seitenlänge von 155 mm eingebaut werden. Aufgrund der Objektivbreite von ≈ 50 mm bei verhältnismäßig kleinem, effektivem Arbeitsabstand (≈ 3 mm) müssen alle Bauteile auf der Kunststoffplatte flach sein, damit so gering wie möglich, aber in jedem Fall weniger als 3 mm über die Ebene der Probenoberfläche herausragen, um einen mechanischen Kontakt zwischen Objektiv und Halterung während der Messung zu vermeiden.

3.2.7 Digitale Messwerterfassung und Datenauswertung

Der Messplatz ist mit allen Komponenten (siehe Abb. 3.6) durch ein hierfür entwickeltes Programm mit Benutzeroberfläche in der Programmierumgebung LabVIEW (National Instruments) steuerbar. Über eine ELVIS PC-Steuerkarte (National Instruments) können dabei analoge Spannungssignale ausgegeben und eingelesen werden, z. B. um Abstandsmessungen des Laser-Wegmesssystems aufzunehmen.

Per USB sind die Monochromatoren, das MCLS1 Lasersystem, die Photodioden, das Laser-Wegmesssystem, das xyz -Translationssystem und die CMOS-Kamera mit dem PC verbunden. Die Kommunikation mit den Strom-Spannungsmessgeräten (siehe Abschnitt 3.2.5) erfolgt über den IEEE Standard 488 General Purpose Interface Bus (GPIB) mit einem USB-GPIB-Adapter (GPIB-USB-HS, National Instruments).

Das für den Messplatz entwickelte LabVIEW-Programm ist im Anhang in Abb. A.6 gezeigt. Es ermöglicht eine komplett automatisierte OBIC-Messung. Aufgrund des Messprinzips ist es nicht erforderlich, den Fokus auf der Probenoberfläche für jede Messung zu justieren. Dieser wird bei einer unabhängig von der Messung vorgenommenen Justage des Systems vorab eingestellt (siehe Abschnitt 3.3). Das Messprogramm ermöglicht die Auswahl des Messbereichs (mit Hilfe des Laser-Wegmessensors) sowie die Einstellung der Auflösung in x - und y -Achsrichtung. Auch die Messmethode ist wählbar (OBIV oder OBIC). Die entsprechende Lichtquelle (Monochromatorsystem, Laserlichtquellen) kann im Programm ausgewählt und in ihrer Ausgangsleistung eingestellt werden. Das Programm misst automatisiert die Lichtleistung auf der Probenoberfläche mittels zweier Photodioden, die sich in ihrem Wellenlängenbereich unterscheiden und entsprechend zur aktiven Lichtquelle automatisch ausgewählt werden. Die Ergebnisse der Messung werden in Textdateien gespeichert. Dazu gehören die x -, y - und z -Achsenwerte (Topographie der Probe), die zugehörigen Strom- oder Spannungswerte sowie die eingestellten Parameter.

Die Auswertung der Messungen und Visualisierung der Messergebnisse geschieht durch angepasste Funktionen in der Programmierumgebung MATLAB 2012b (Mathworks). Dabei werden die Messdaten (im *.txt Format) automatisiert eingelesen, und nach erfolgter zweidimensionaler Darstellung in unterschiedlichen Grafikformaten (.svg, .jpg, .pdf, .fig) gespeichert.

3.3 Adaptive Fokussierungsmethode für LS-Systeme

Der adaptive Fokussiermechanismus ist nachfolgend in Abschnitt 3.3.1 erläutert und wurde in [83] veröffentlicht. Er basiert auf der Einführung eines festgelegten Referenzpunktes zur Ermittlung des kleinstmöglichen Lichtfleckdurchmessers durch eine CMOS-Kamera (siehe Abschnitt 3.3.2), die aufgrund ihrer Pixelgröße von $2,2\text{ }\mu\text{m}$ nur für Lichtfleckdurchmesser größer als $6,6\text{ }\mu\text{m}$ geeignet ist [83]. Für Durchmesser unterhalb dieser Schwelle wurde die Fokussierung durch einen Linienscan über eine scharfe Kante realisiert, und ist in Abschnitt 3.3.3 gezeigt. Abschließend wird in Abschnitt 3.3.6 eine Modifikation der Fokussierungsmethode vorgestellt, um auch Proben mit Verkapselung (z. B. mit Deckglas) korrekt messen zu können.

3.3.1 Adaptive Fokussierung mit Referenzpunkt

Der schematische Aufbau der wichtigsten Komponenten des Fokussiermechanismus ist in Abb. 3.11 dargestellt.³ Der entwickelte LS-Messprozess besteht aus drei Schritten. Zuerst wird ein Referenzpunkt mit den Koordinaten $(x_{\text{ref}}, y_{\text{ref}})$ auf dem CMOS Kamerasensor ausgewählt. Dort wird der Lichtfleckdurchmesser im Kamerabild durch Anpassen der z -Achse minimiert. Der dadurch ermittelte z -Wert für den minimalen Lichtfleckdurchmesser wird als $z_{\text{ref}}(x_{\text{ref}}, y_{\text{ref}})$ definiert. Nachfolgend wird z_{ref} fixiert und der xy -Tisch um die Strecken Δx und Δy an die Position $(x_{\text{ref}} + \Delta x, y_{\text{ref}} + \Delta y)$ verfahren, sodass sich der Lichtfleck des Laser-Wegmessensors genau an der gleichen Stelle im Kamerabild befindet, wie zuvor der Lichtfleck des stimulierenden Lichtes am Referenzpunkt $(x_{\text{ref}}, y_{\text{ref}})$. Dort wird durch den Laser-Wegmesssensor der zugehörige Abstand d_{ref} zur Kameraoberfläche gemessen. In einem zweiten Schritt wird die komplette Oberflächentopographie $d(x, y)$ der Probe bestimmt, indem der Abstand zum Laser-Wegmesssensor an jeder Messposition (x, y) gemessen wird. Dabei wird die z -Achse auf den zuvor eingestellten Wert z_{ref} fixiert. Um eine optimale Fokussierung des stimulierenden Lichts auf der kompletten Probenoberfläche zu erzielen, muss die z -Achse in jeder Messposition ausgehend vom Referenzwert $z_{\text{ref}}(x, y)$ um $\Delta z(x, y)$ korrigiert werden:

$$\Delta z(x, y) = d(x + \Delta x, y + \Delta y) - d_{\text{ref}}. \quad (3.6)$$

Die absolute Position der z -Achse für minimale Lichtfleckdurchmesser $z_{\text{min}}(x, y)$ an

³ Der komplette technische Aufbau ist in Abbildung 3.6 gegeben.

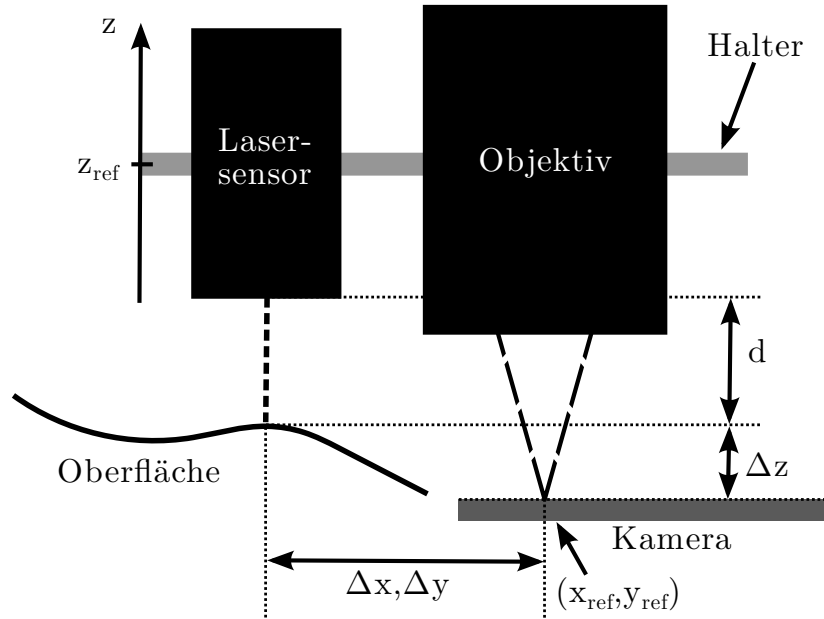


Abbildung 3.11: Schematische Darstellung des Fokussierprinzips. z_{ref} - Position der z-Achse, durch die ein minimaler, fokussierter Lichtfleckdurchmesser im Kamerabild am Referenzpunkt (x_{ref}, y_{ref}) auftritt. x- und y-Achse wurden auf eine Dimension reduziert. (Veröffentlicht in [83])

jeder Position (x, y) auf der Probenoberfläche ist dann gegeben durch:

$$z_{min}(x, y) = z_{ref} + \Delta z(x, y). \quad (3.7)$$

In einem letzten Schritt erfolgt die orts aufgelöste Messung des eigentlichen LS-Parameters, während die z-Achse und damit der Fokus in jedem Messpunkt durch die berechneten Positionen aus Gleichung 3.7 korrekt eingestellt wird.

Dieses Konzept der Fokussierung bietet die Möglichkeit, das System einmalig zu fokussieren, und nachfolgend Messungen an mehreren Proben vornehmen zu können, ohne den Fokus erneut einstellen zu müssen. Des Weiteren wird der Fokus an jedem einzelnen Messpunkt aktiv nachgeregelt und ermöglicht so die präzise Messung von verkippten, rauen oder verbogenen Probenoberflächen.

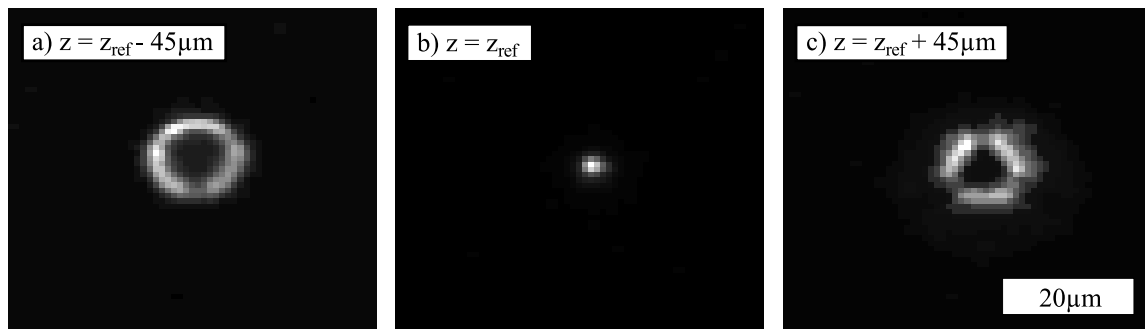


Abbildung 3.12: Fokussierung durch Bilder der CMOS-Kamera: a) Lichtfleck bei $z = z_{\text{ref}} - 45 \mu\text{m}$, b) minimaler Lichtfleck bei ($z = z_{\text{ref}}$), c) Lichtfleck bei $z = z_{\text{ref}} + 45 \mu\text{m}$.

3.3.2 CMOS-Kamera als Referenzpunkt

Zur Einstellung des korrekten Fokusabstandes des Referenzpunktes auf der CMOS-Kamera muss das Achsensystem so verfahren werden, dass sich der Lichtfleck auf der Kamera befindet. Über ein eigens entwickeltes LabVIEW Programm kann daraufhin die z -Achse verschoben und gleichzeitig das Bild der CMOS-Kamera kontrolliert werden, um z_{ref} und damit den kleinstmöglichen Leuchtfleck zu justieren.

In Abbildung 3.12 sind Ausschnitte von CMOS-Kamerabildern für verschiedene Einstellungen der z -Achse gezeigt, die mit einem Monochromatorsystem (siehe Abschnitt 3.2.1) als Lichtquelle aufgenommen wurden. Bei optimaler z -Achsenposition z_{ref} in 3.12b besitzt der Lichtfleck den minimalen Durchmesser. In Abb. 3.12a und 3.12c ist die z -Achse um $\pm 45 \mu\text{m}$ vom optimalen Fokuspunkt z_{ref} verschoben worden, und es zeigt sich ein deutlich aufgeweiteter Lichtfleck, der aufgrund des Lichtweges im Spiegelobjektivs (siehe Abschnitt 3.2.2) ringförmig ist. Dies zeigt: Eine Abweichung von $45 \mu\text{m}$ resultiert in eine Vervielfachung des Lichtfleckdurchmessers und unterstreicht die Notwendigkeit, die Fokussierung an jeder Probenposition so akkurat wie möglich einzustellen, um Bildfehler zu vermeiden.

Zur genaueren Ermittlung des Durchmessers ist eine automatisierte Vorgehensweise entwickelt worden. Durch ein LabVIEW-Programm wird an jeder z -Position (minimale Schrittweite der Achse: $0,1 \mu\text{m}$) ein CMOS-Bild aufgenommen. Diese werden nachfolgend in MATLAB eingelesen, und durch ein Skript der Lichtfleckdurchmesser in jedem Bild berechnet, um damit die z_{ref} -Achspanposition mit kleinstem Lichtfleckdurchmesser zu bestimmen.

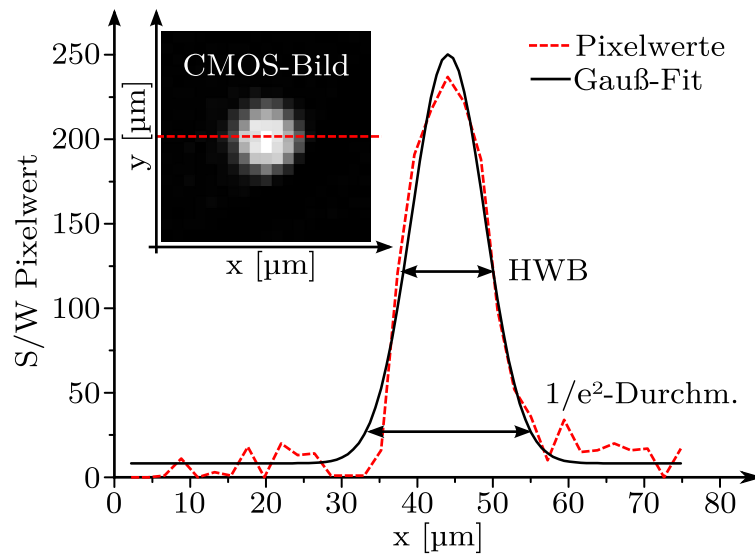


Abbildung 3.13: Analyse des Lichtfleckes anhand eines CMOS-Bildes: Die Pixelwerte einer Linie wurden aus den Bilddaten extrahiert und als Funktion des Abstandes (rot gestrichelt) dargestellt. Durch Anpassung einer Gaußfunktion (schwarz) wurde die HWB und der $1/e^2$ -Durchmesser zu $11\text{ }\mu\text{m}$ bzw. $d_{1/e^2} = 20\text{ }\mu\text{m}$ bestimmt. (Veröffentlicht in [83])

Ist ein Minimum im Bild gefunden, so kann der erreichte Durchmesser aus den CMOS-Bilddaten bestimmt werden. Dies ist am Beispiel des aufgenommenen CMOS-Bildes in Abb. 3.13 demonstriert. Die Messdaten einer Linie, die durch den Mittelpunkt des Lichtfleckes verläuft, wurden dazu aus den Bilddaten extrahiert und sind als Funktion des Abstandes (rot gestrichelte Linie) dargestellt. Durch einen Gauß-Fit (schwarze Linie) konnte die Halbwertsbreite (HWB) zu $11\text{ }\mu\text{m}$ und der $1/e^2$ -Durchmesser zu $d_{1/e^2} = 20\text{ }\mu\text{m}$ bestimmt werden, sodass die bestmögliche Auflösung des OBIC-Systems (mit Monochromatorsystem als Lichtquelle) definiert ist.

Die benötigten Werte zur automatischen Fokussierung $\Delta x, \Delta y, d_{\text{ref}}, z_{\text{ref}}$ (siehe Gleichungen 3.6, 3.7) können dann ermittelt und für den weiteren automatisierten Messprozess eingestellt werden, wie er in Abschnitt 3.3.1 beschrieben wurde.

3.3.3 Kantenscan als Referenzpunkt

Mit der bisher diskutierten CMOS-Fokussierung ist aufgrund der Limitierung der CMOS-Kamera mit einer Pixelgröße von $2,2\text{ }\mu\text{m}$ der $1/e^2$ -Durchmesser (bzw. die Auflösung) auf Durchmesser $d_{1/e^2} > 6,6\text{ }\mu\text{m}$ beschränkt, da für einen Gauß-Fit mindes-

tens 3 Messpunkte (=Pixel), benötigt werden. Um auch kleinere Durchmesser am Referenzpunkt fokussieren zu können, wurde die Scanning Knife Edge Methode [39–41, 84] abgewandelt und in den Fokussierprozess integriert. Dabei wird wiederholt ein Linienscan für verschiedene z -Achsenpositionen über eine scharfe Kante ausgeführt, und die im Vergleich zur CMOS-Pixelgröße deutlich kleinere, minimale Schrittweite $0,1\text{ }\mu\text{m}$ limitiert die Bestimmung des Durchmessers. An dieser muss ein möglichst großer Kontrastunterschied vorliegen, sodass das Minimum des Durchmessers an Position z_{ref} vorliegt, wenn der Gradient an der Kante maximal wird. Aus dem Gradienten kann der Lichtfleckdurchmesser bestimmt werden.

Eine solche Kante wurde anhand einer speziell dafür prozessierten Siliziumsolarzelle realisiert. Auf eine photoaktive Probe mit pn -Übergang wurde mittels Photolithographie ein strukturierter Vorderseitenkontakt aus einer $\approx 50\text{ nm}$ dicken Goldschicht aufgebracht, um eine möglichst scharfe Kante auf der Oberfläche zu erstellen. Der Übergang zwischen Silizium- und Goldoberfläche ist in der Rasterelektronenmikroskop (REM)-Aufnahme in Abb. 3.14 gezeigt.⁴ Damit der Lichtfleckdurchmesser akkurat bestimmt werden kann, muss die Metallkante möglichst abrupt enden, sprich scharf sein. Im Fall der hier gezeigten Metallkante liegt deren räumliche Ausdehnung bei ca. 250 nm . Dies entspricht in etwa der maximalen Durchmesserverbreiterung durch den Übergang, und ist aufgrund von Durchmessern im μm -Bereich ein tolerierbarer Wert.

In Abb. 3.15 ist das Ergebnis multipler OBIV-Kantenscans unterschiedlicher Höhenvariation Δz_v über diese Kante unter Verwendung des MCLS1 Lasersystems ($\lambda = 808\text{ nm}$) gezeigt. Die Messung erfolgte mit einem eigens dafür entwickelten LabVIEW-Programm, das die Linienscans automatisiert aufnimmt. Die eingezeichnete, gestrichelte Linie markiert die Region mit minimalem Lichtfleckdurchmesser, da dort die Metallkante die geringste Ausdehnung zeigt.

Die Messdaten des optimalen Fokusabstandes (gestrichelte Linie in Abb. 3.15) sind als rote Linie in Abb. 3.16 eingezeichnet. Die Metallkante befindet sich bei einem Abstand von $\approx 48\text{ }\mu\text{m}$ im OBIV-Signal. Um den $1/e^2$ -Durchmesser aus dem Messsignal zu ermitteln, muss zuerst die Ableitung von $\exp U_{\text{OC}}$ ermittelt werden, da $U_{\text{OC}} \propto \ln I_{\text{ph}}$ ist (siehe Gleichung 2.23). Das Ergebnis ist als rote Quadrate im kleinen Einsatz gezeigt, und mit einer Gauß-Funktion (schwarze Kurve) gefittet. Es ergibt sich ein Durchmesser von $d_{1/e^2} \approx 4,3\text{ }\mu\text{m}$. Dieser liegt lediglich einen Faktor 2

⁴ Im Rahmen dieser Arbeit wurden alle REM-Messungen mit einem REM der Firma JEOL (JSM 7500-F) durchgeführt.

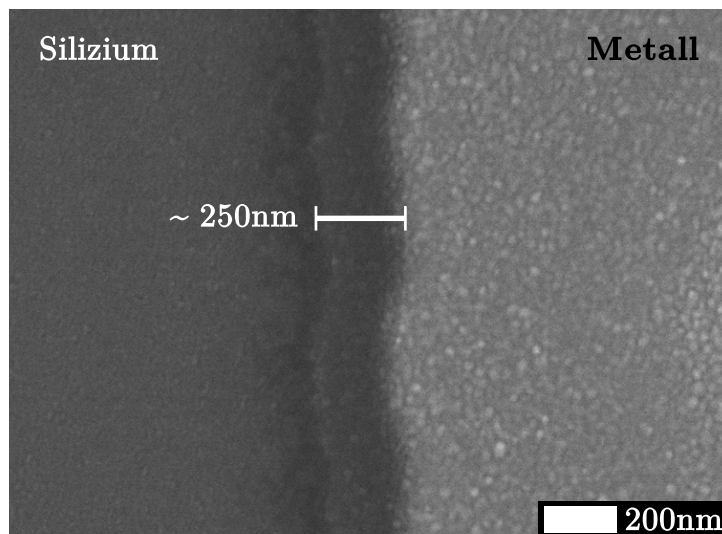


Abbildung 3.14: REM-Messung der scharfen Metallkante einer 50 nm dicken, photolithographisch beschichteten Goldschicht auf einer photoaktiven Siliziumsolarzelle. Die räumliche Ausdehnung der Metallkante beträgt ≈ 250 nm. (Veröffentlicht in [85])

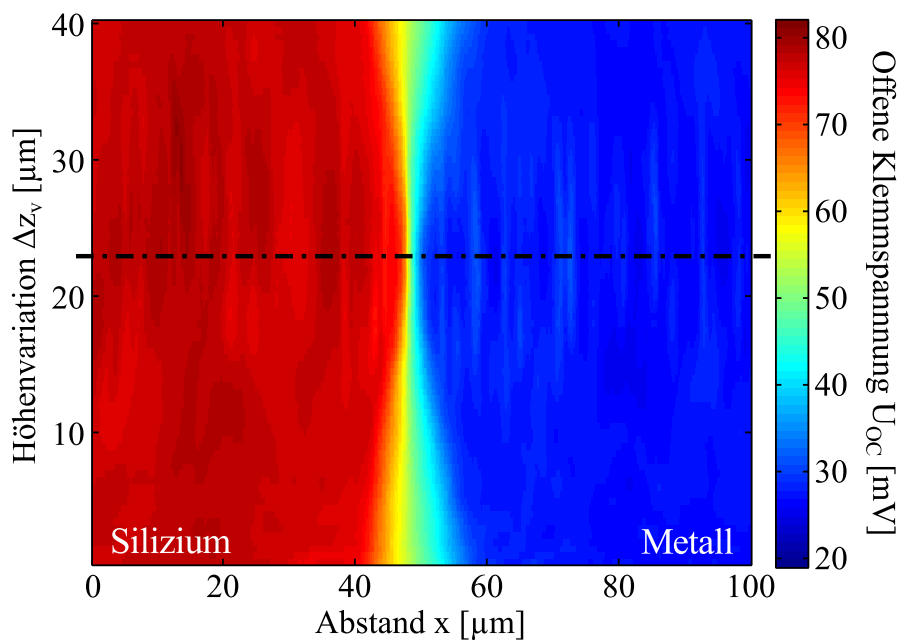


Abbildung 3.15: Offene Klemmspannung U_{OC} in Abhängigkeit des Abstands x für verschiedene Höhenänderungen Δz_v . Die gestrichelte Linie markiert die Region mit optimalen Fokusbedingungen, da dort die Metallkante die geringste Ausdehnung zeigt. (Veröffentlicht in [85])

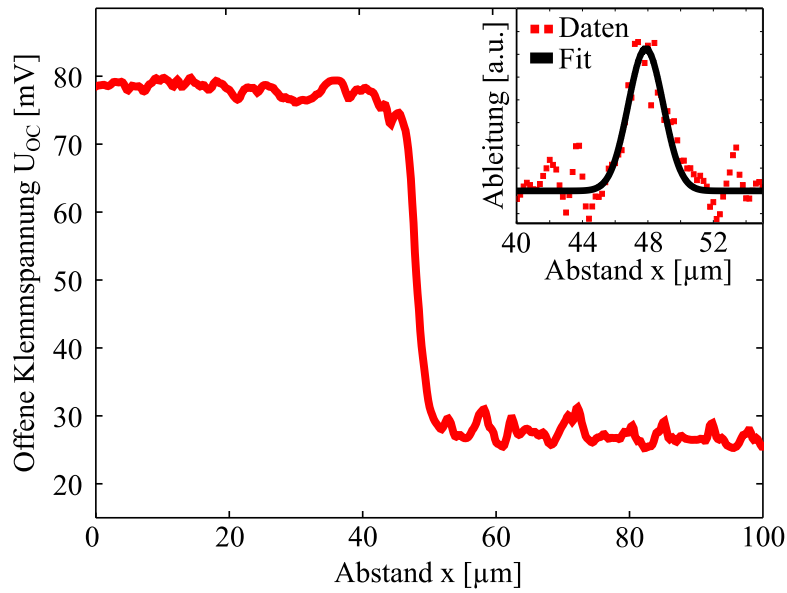


Abbildung 3.16: Offene Klemmspannung U_{OC} (rot) für optimierte Fokusbedingungen (siehe Abb. 3.15). Eingefügter Graph: Ableitung (rote Quadrate) sowie angepasste Gaußfunktion (schwarze Linie) an der Metallkante. Es ergibt sich ein $1/e^2$ -Durchmesser von $d_{1/e^2} \approx 4,3 \mu\text{m}$. (Veröffentlicht in [85])

über dem beugungsbegrenzt möglichen Durchmesser von ca. $2 \mu\text{m}$ (siehe Tabelle 3.5). Eine weiterführende Analyse der Grenzen des Messsystems zur Erklärung der Differenz zwischen möglichem und gemessenem minimalen Durchmesser ist im Abschnitt 3.3.5 gegeben.

Letztendlich können die ermittelten Werte von d_{ref} und z_{ref} für den kleinstmöglichen Lichtfleckdurchmesser als optimale Parameter (siehe Gleichung 3.7) für den anschließenden, lichtstimulierten Messprozess verwendet werden. Dieser verläuft nach der Fokussierung bzw. Justage des Systems anhand der scharfen Kante als Referenzpunkt völlig analog zu Messungen, die mit der CMOS-Kamera als Referenzpunkt justiert wurden (siehe Abschnitt 3.3.2).

3.3.4 Demonstration des adaptiven Fokussiersystems anhand einer verkippten Oberfläche

Um die Vorteile des entwickelten, adaptiven Fokussiermechanismus (siehe Abschnitt 3.3.1) zu demonstrieren, wurde eine kommerzielle, multikristalline Solarzellenprobe der Firma Solland Solar mit einem Rasterabstand und damit einer räumlichen Auf-

lösung von $\Delta s = 20 \mu\text{m}$ in x - und y -Richtung vermessen. Auf der Probe wurde ein Messbereich von $6 \text{ mm} \cdot 8 \text{ mm}$ ausgewählt. Die Probe wurde durch einen Keil um $7,1^\circ$ zur xy -Ebene verkippt, und kontaktiert. Die gemessene Oberflächentopographie der adaptiven Fokussierung ist in Abbildung 3.17a dargestellt. Die Oberflächenverkipfung ist als graduell anwachsende Höhe von 0 bis 1 mm mit größer werdendem x -Wert sichtbar. Die Vorderseitenkontakte (Kontaktfinger) zeigen sich als schwache Linien in der Messung.

In Abbildungen 3.17b und 3.17c sind die zugehörigen, gemessenen OBIC-Kurzschlussstrombilder mit und ohne adaptive z -Achsenachsführung (vergleiche Gleichung 3.7) bei einer Wellenlänge von 900 nm (Monochromatorsystem, siehe Abschnitt 3.2.1) gezeigt. Die OBIC-Messung in Abbildung 3.17b weist Korngrenzen des multikristallinen Wafers auf, die sich als Bereiche mit reduziertem $I_{\text{SC}} \approx 0,35 \mu\text{A}$ in der Messung zeigen, da es dort aufgrund von Defekten zu einer erhöhten Ladungsträgerrekombination kommt. Dies steht im Einklang mit Literaturergebnissen [58, 79]. Des Weiteren treten Kontaktfinger (wie in Abb. 3.17a) als scharfe Linien mit $I_{\text{SC}} \approx 0 \text{ A}$ auf (blau). Die Linien sind über den gesamten Messbereich hinweg gleich breit, besitzen die gleiche Form und bestätigen die Funktion der adaptiven z -Achsenkorrektur. Des Weiteren zeigen die scharfen Kontaktfinger, dass der Fokussiermechanismus bzw. verwendete Laser-Wegmesssensor mit optisch verschiedenen Oberflächen, wie z. B. matt und glänzend, fehlerfrei arbeiten kann (siehe Abschnitt 3.2.4). Im Gegensatz zur Messung mit adaptiven Fokussiermechanismus zeigt die Messung ohne diesen (Abb. 3.17c) unscharfe Bereiche aufgrund der Verkipfung der Probe. Die Messung ist teilweise aus dem Fokus, was anhand der zunehmenden Weichzeichnung sowie der Verbreiterung der Kontaktfinger in Richtung kleiner werdende x -Werte beobachtet werden kann.

Anhand dieses Beispiels konnten die Nachführung des Fokus des entwickelten, adaptiven Systems gezeigt werden.

3.3.5 Tischschwankungen als Grenzen des Messsystems

Der bestimmte Durchmesser $d_{1/e^2} \approx 4,3 \mu\text{m}$ für 808 nm aus Abschnitt 3.3.3 ist größer als der theoretisch berechnete (siehe Tabelle 3.5). Eine mögliche Ursache ist die mechanische Höhenänderung bei der Bewegung des xy -Kreuztisches. Um den Einfluss einer unerwünschten Höhenschwankung zu überprüfen, wurde folgendes Modell im Rahmen der geometrischen Strahlenoptik (siehe Abschnitt 2.1.1) verwendet: Der

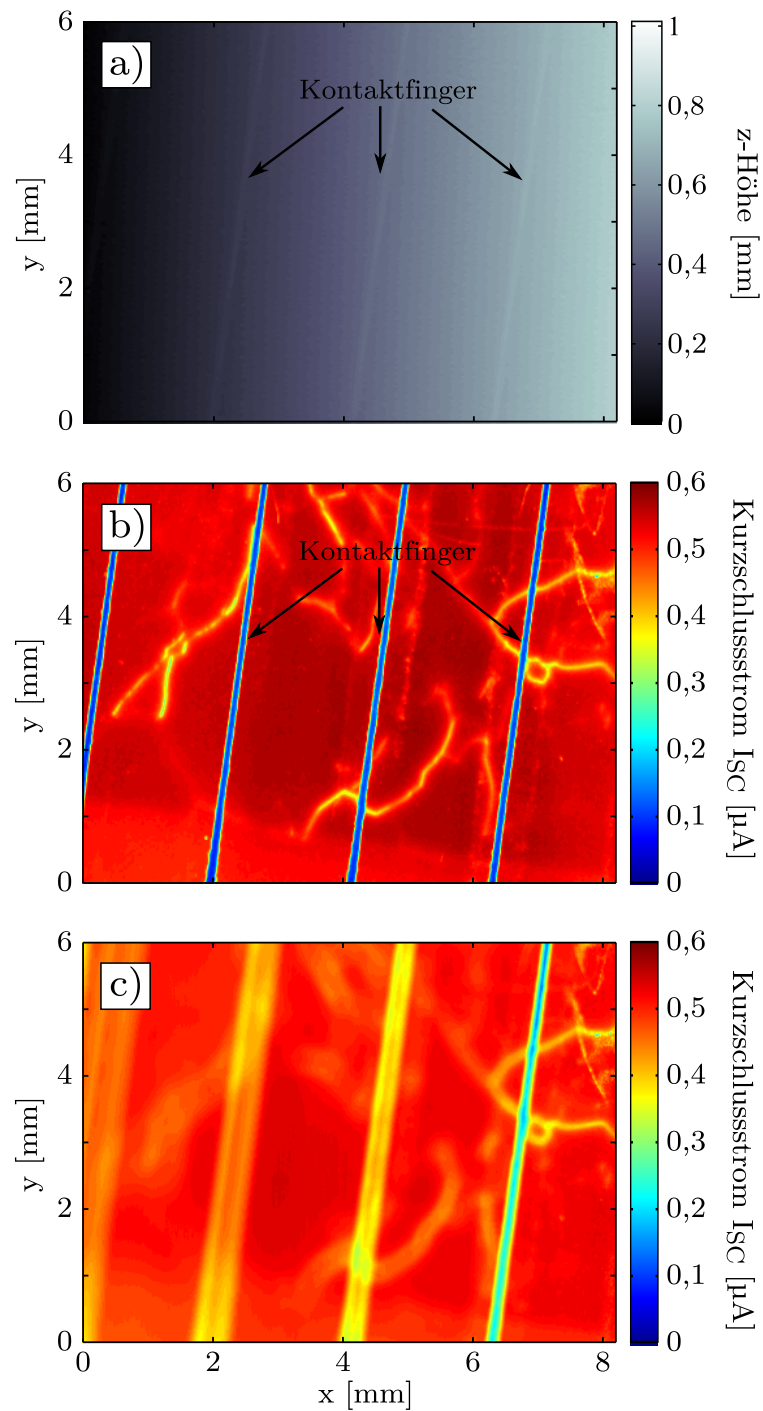


Abbildung 3.17: Demonstration des adaptiven Messprinzips an einer zur lateralen Messrichtung verkippten Probe: a) Gemessene, zweidimensionale Oberflächentopographie der multikristallinen Solarzelle mit Kontaktfingern auf der Vorderseite, b) OBIC-Kurzschlussstrommessung I_{sc} der Solarzelle mit adaptiver z-Achsenkorrektur, c) ohne adaptive z-Achsenkorrektur. (Veröffentlicht in [83])

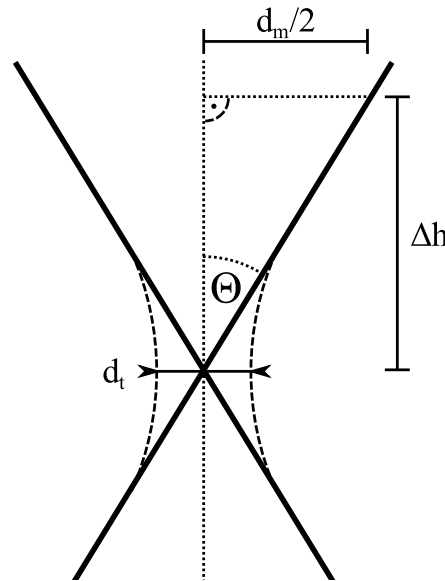


Abbildung 3.18: Lichtkegel zur Fokussierung mit geometrischen Größen: d_m - maximaler Lichtfleckdurchmesser, Δh - Höhenvariation, Θ - halber Öffnungswinkel des Lichtkegels. Gestrichelte Linien zeigen die Taille des Lichtbündels, die beugungsbegrenzt durch das Airyscheibchen d_t des Spiegelobjektivs definiert werden kann (siehe Gleichung 2.8). (Veröffentlicht in [86])

Lichtweg wird als kegelförmig angenommen und besitzt einem minimalen Durchmesser an der Kegeltaile d_t , der sich bei korrekter Fokussierung und Justage des Systems auf der Probenoberfläche befindet (siehe Abb. 3.18). Weicht der Abstand zur Oberfläche vom Optimum um Δh ab, so kann der wirkliche Lichtfleckdurchmesser d_m auf der Probenoberfläche größer als der minimale Durchmesser sein und sich verändern:

$$d_m = \Delta h \cdot 2 \cdot \tan \Theta. \quad (3.8)$$

Durch Kombination der Gleichungen (3.8) und (2.9) kann der maximal auftretende Lichtfleckdurchmesser d_m unter Einfluss einer maximalen Höhenvariation Δh berechnet werden:

$$d_m = 2 \cdot \Delta h \cdot \tan \left(\arcsin \frac{NA}{n} \right). \quad (3.9)$$

Die Höhenvariation in unserem System lässt sich auf die Bewegung des xy -Kreuztisches zurückführen. Wird eine seiner Achsen bewegt, so kann die Tischebene laut Hersteller um $\pm 3 \mu\text{m}$ schwanken (Ebenheit: siehe Tabelle 3.6). Um diesen Wert zu überprüfen, wurde eine Siliziumwaferoberfläche mit dem Laser-Wegmesssensor vermessen, während der xy -Kreuztisch eine lineare Bewegung durchführt. Die Oberflächenrauigkeit des Siliziumwafers wurde mit einer Profilometermessung vorab bestimmt und liegt mit $\approx 2 \text{ nm}$ deutlich unter der Messauflösung des Laser-Wegmesssensors, sodass die Oberfläche für die Messung von Höhenvariationen im μm -Bereich als ideal und eben angesehen werden kann.

Da der Laser-Wegmesssensor und das Spiegelobjektiv nebeneinander auf einer Achse angebracht sind (siehe Abb. 3.11), ist die absolute (x,y) Position des Kreuztisches für die Bestimmung der Topographie (Abb. 3.19a) und die lichtinduzierte Stimulationsmessung (Abb. 3.19b) verschieden. Dadurch unterscheiden sich auch die lokalen Tischschwankungen an beiden Positionen, wie beispielhaft in Abb. 3.19a und 3.19b mit einer Linienmessung an zwei verschiedenen Positionen gezeigt wird. Es ergibt sich eine gemessene Ebenheit bzw. Tischschwankung von $\pm 3 \mu\text{m}$, die den technischen Vorgaben des Tisches entspricht (siehe Abschnitt 3.2.3). Sie wurden dabei aus einer Linienmessung des z -Abstandes ermittelt indem angenommen wurde, dass der verwendete Wafer plan ist und daher mit der Methode der kleinsten Quadrate als Gerade approximiert werden kann. Die beiden Schwankungen überlagern sich nach dem Superpositionsprinzip bei der Einstellung des korrekten z -Abstandes während des Fokussierprozesses. Um diesen superpositionierten Einstellungsfehler durch die verfälschte Höhe zu zeigen und abzuschätzen, ist die superpositionierte, effektive Tischschwankung Δh in Abb. 3.19c) dargestellt. Der maximale Positionierungsfehler kann auf $\Delta h_{\text{max}} \approx 5 \mu\text{m}$ abgeschätzt werden. Mit Gleichung 3.9 lässt sich der daraus resultierende maximale Lichtfleckdurchmesser d_m für $n = 1$ zu $d_m = 5,8 \mu\text{m}$ bestimmen.

Es folgt daraus, dass der absolute, reale, effektive Durchmesser d_{eff} und damit die Auflösung des Systems je nach xy -Kreuztischposition und Höhenvariation Δh zwischen dem maximalen Durchmesser d_m (aufgrund von Δh_{max}) und dem minimalen, beugungsbegrenzten Durchmesser d_t (siehe Gleichung 2.8) liegt:

$$d_t \leq d_{\text{eff}} \leq d_m. \quad (3.10)$$

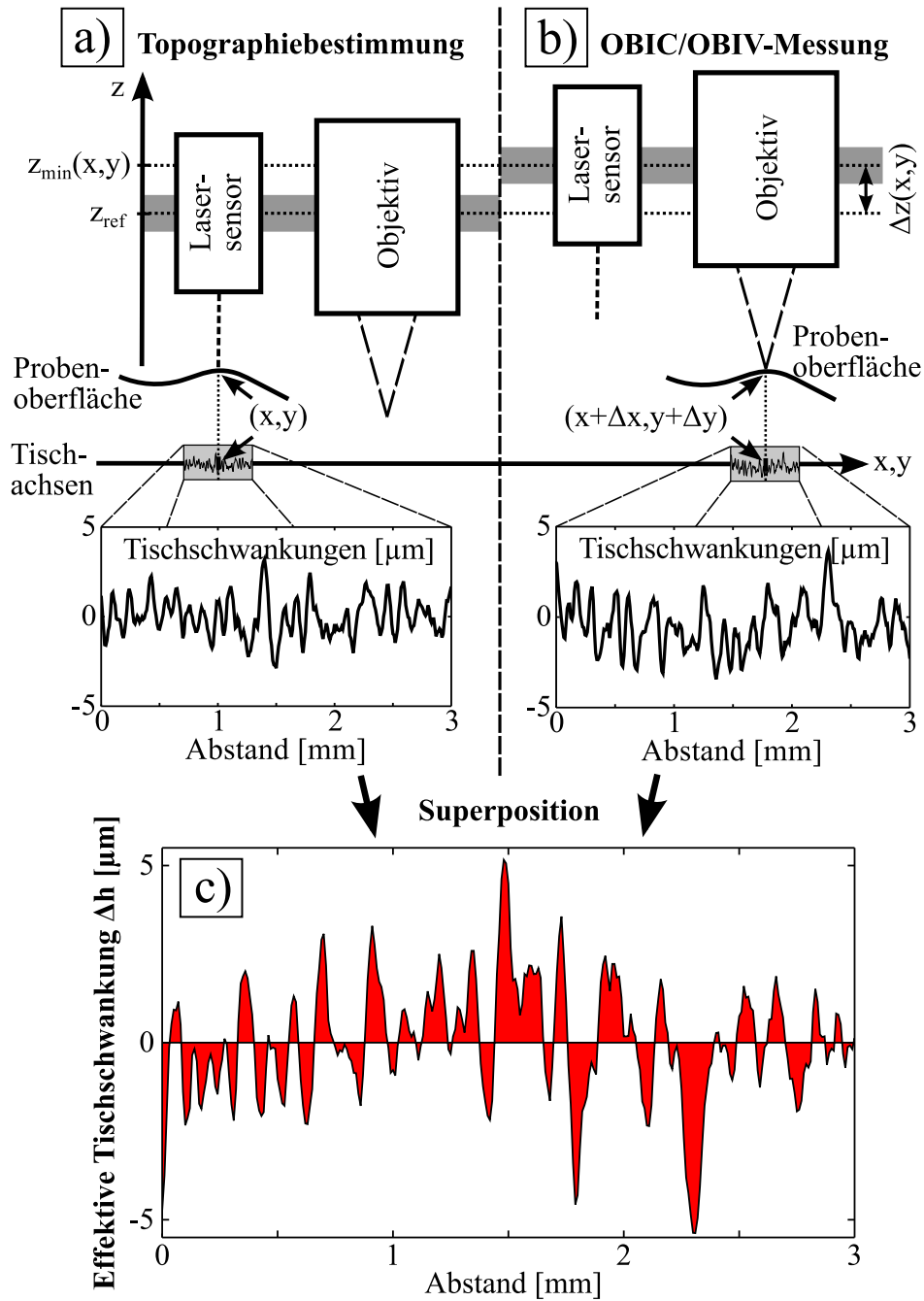


Abbildung 3.19: Schematische Darstellung des Einflusses von Tischschwankungen auf die Messung: a) während der Topographiebestimmung, b) während der anschließenden OBIC/OBIV-Messung, c) effektive Tischschwankung Δh , welche die Messung aufgrund von Fokussungenauigkeit beeinflussen (siehe Gleichung 3.9). x- und y-Achse wurden auf eine Dimension reduziert. (Veröffentlicht in [85])

Für das diskutierte Beispiel von $\lambda = 808 \text{ nm}$ aus Abschnitt 3.3.3 ergibt sich:

$$d_t = 2\mu\text{m} \leq d_{\text{eff}} = 4,3\mu\text{m} \leq d_m = 5,8\mu\text{m}. \quad (3.11)$$

Der experimentell bestimmte Durchmesser von $d_{1/2} \approx 4,3 \mu\text{m}$ liegt zwischen den ermittelten Grenzwerten. Dies bestätigt die theoretischen Betrachtungen und zeigt, dass der minimale Durchmesser des Systems erfolgreich mit der in Abschnitt 3.3.3 entwickelten Methode bestimmt werden konnte.

Für große Messbereiche und große Rasterabstände (wie in Abschnitt 3.3.4) kann die adaptive Fokussierung verkippte, verbogene oder raue Oberflächen korrekt fokussieren und ist auch nicht durch die Tischschwankungen beeinträchtigt, da diese klein im Vergleich zur Auflösung und Messbereich sind. Erst für hohe Auflösungen (siehe Abschnitt 3.3.3) können diese einen entscheidenden Einfluss haben.

Demonstration des Einflusses der Höhenschwankung auf die Messung

Die gemessene Höhenvariation Δh (siehe Abb. 3.19) ist mit $\Delta h_{\text{max}} \approx 5 \mu\text{m}$ größer als die Schärfentiefe (DOF) des verwendeten Spiegelobjektivs (siehe Tabelle 3.5), so dass für Messungen mit maximaler Auflösung eine Störung der Messung zu erwarten ist. Um dies zu überprüfen, wurde eine ebene, photoaktive Halbleiterprobe mit einem zweidimensionalen, periodischen Metallgitterkontakt (siehe in Abb. 3.20) analysiert.⁵ Das Metallgitter hat Öffnungen mit charakteristischer Größe von 2 bis 4 nm und ist daher halbdurchlässig für einfallende Strahlung. Die im Folgenden gezeigte Messung wurde in einem Messbereich von $100 \mu\text{m} \cdot 150 \mu\text{m}$ mit einem Rasterabstand von $\Delta s = 0,3 \mu\text{m}$ aufgenommen. Die gemessene Oberflächentopographie (siehe Abb. 3.21a) zeigt deutliche Abweichungen von der tatsächlichen, planen Oberfläche des verwendeten Wafers (vergleiche Abb. 3.20). Diese Abweichungen entsprechen den Höhenvariationen des Tisches wie sie in Abb. 3.19a gezeigt wurden, und resultieren bei der anschließenden Fokussierung in falsche z-Achsenwerte, die wiederum Bildstörungen erzeugen. Die tatsächliche Auflösung der OBIV-Messung (vergleiche Abschnitt 3.1.4) wird durch den Lichtfleckdurchmesser $d_{1/2} \approx 4,3 \mu\text{m}$ (siehe Abschnitt 3.3.3) bestimmt, und die Messung erfährt eine Weichzeichnung. Dennoch erkennt man das periodische Muster des Kontaktgitters in der zugehörigen OBIV-Messung in Abb. 3.21b ($\lambda = 808 \text{ nm}$). Die Bildstörungen sind als Abweichungen von der pe-

⁵ Die Probe wurde durch Mikaela Elagin und Mykhaylo Semtiv der Arbeitsgruppe Elementarladungen und Transport in Festkörpern (FeT) der Humboldt-Universität Berlin zur Verfügung gestellt.

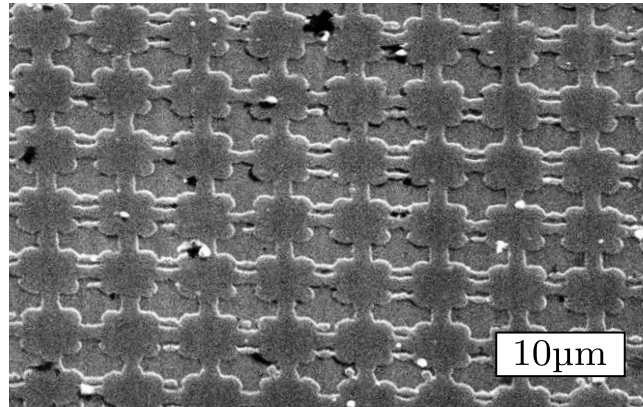


Abbildung 3.20: REM-Aufnahme der verwendeten, photoaktiven Probe mit Gitterstruktur aus Gold als Vorderseitenkontakt. (Veröffentlicht in [85])

riodischen Gitterstruktur sichtbar und korrelieren in ihrer Position mit den größten Abweichungen von der planen Ebene in Abb. 3.21a, wie anhand der zwei markierten Beispiele (gestrichelte Kreise) zu erkennen ist. Die Messung zeigt, dass an der Auflösungsgrenze des Messsystems Bildstörungen durch Höhenvariationen des xy -Tisches auftreten.

Nachfolgend werden daher mehrere Ansätze zur Reduzierung der Bildstörungen diskutiert. Dies könnte zum einen durch die Verwendung eines präziseren xy -Tisches mit geringerer Höhenschwankung erfolgen, ist jedoch mit einem erhöhten Kostenaufwand verbunden und technologisch limitiert. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, die Tischschwankungen vorab zu bestimmen und bei der Messwertaufnahme zu berücksichtigen, da in mehreren, aufeinanderfolgenden Messungen beobachtet wurde, dass die Höhenschwankungen reproduzierbar auftreten. Aufgrund der freien Wahl von Messbereich und Rasterabstand in jeder Messung (minimale Schrittweite $0,1\text{ }\mu\text{m}$; 200 mm Messbereich pro Achse) müsste dafür die Höhenvariation für jede mögliche Tischposition analog zum Vorgehen in Abschnitt 3.3.5 mit einer planen Oberfläche bestimmt werden. Dies entspricht $4 \cdot 10^{12}$ Messpunkten, und resultiert daher in eine nicht realisierbare Messzeit.⁶ Des Weiteren ist das Achsensystem äußeren Einflüssen ausgesetzt, sodass Wärme und mechanischer Abrieb der Achsen zu Abweichungen in der langfristigen Stabilität und damit in der Reproduzierbarkeit der Höhenschwankungen führen, und somit zeitnahe Messungen der Schwankungen erforderlich machen.

⁶ Bei angenommenen 5 Messwerten pro Sekunde ist eine Messzeit von ca. 25000 Jahren zu erwarten.

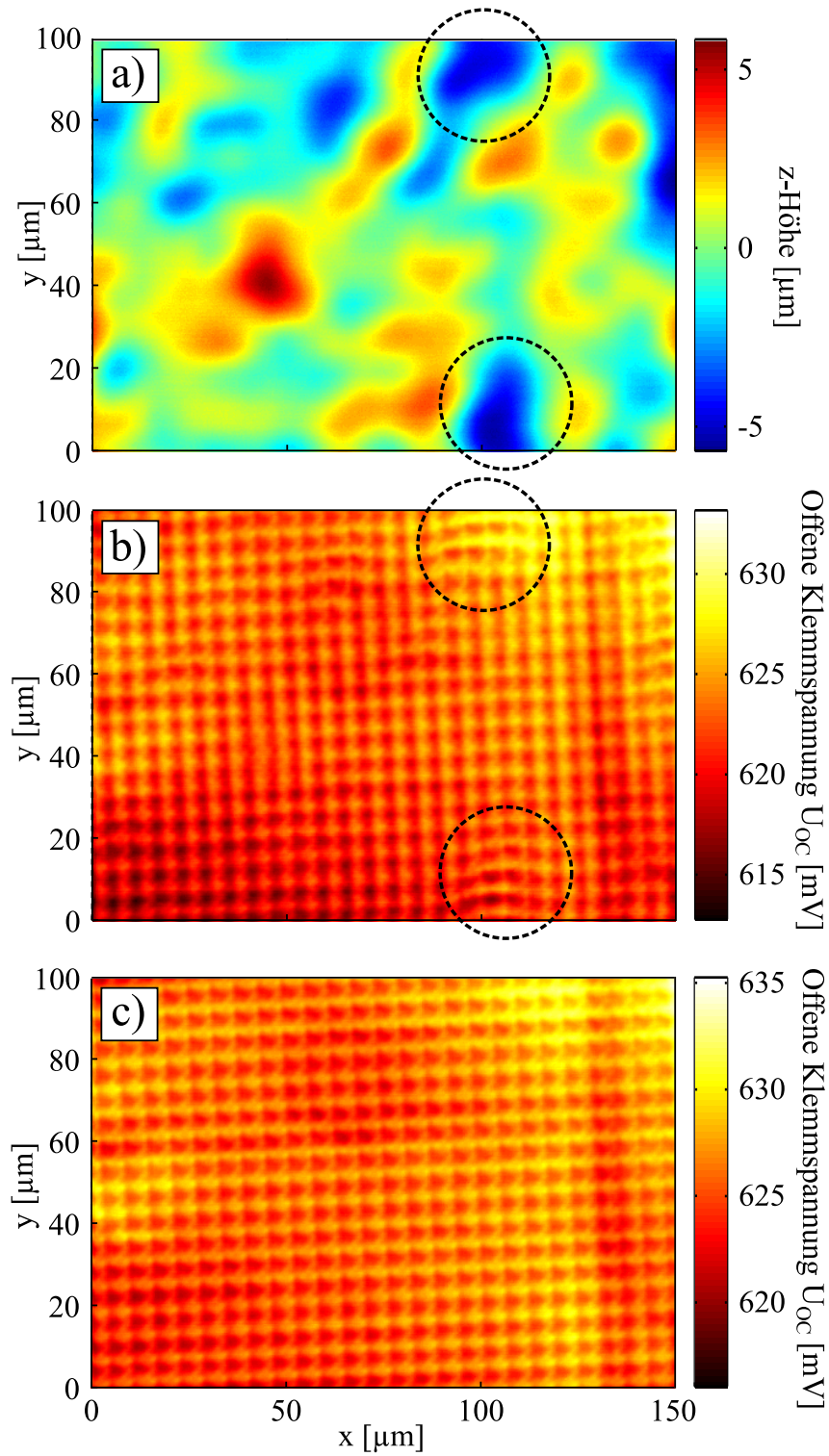


Abbildung 3.21: Photoaktive Probe mit aufgebrachtem Goldgitter zur Demonstration des Einflusses von Tischschwankungen: a) gemessene Oberflächentopographie, b) OBIV-Messung ($\lambda = 808 \text{ nm}$) unter adaptiver Nachführung mit Topographiedaten, c) OBIV-Messung mit Ebenen-Fit als Topographiedaten. (Veröffentlicht in [85])

Dieser Ansatz ist daher nicht praktikabel und es wurde eine praxisnahe Methode entwickelt, die auf der Annahme basiert, dass die Probenoberfläche für hohe Auflösungen ($< 10\text{ }\mu\text{m}$) als eine plane Ebene angesehen werden kann. Dies ist gerechtfertigt, da in kleinen Messbereichen keine abrupten oder großen Oberflächenschwankungen zu erwarten sind.

Unter dieser Annahme wird aus den gemessenen Topographiedaten innerhalb des LabVIEW-Messprogramms mittels kleinster quadratischer Abweichung eine plane Ebene berechnet. Die Ebenendaten werden anstelle der gemessenen Topographiewerte zur eigentlichen OBIV-Messung genutzt, und kompensieren daher die Tischschwankungen während der Topographiemessung (siehe Abb. 3.19a), nicht aber die Schwankungen an der Messposition (siehe Abb. 3.19b). Die Abweichungen vom optimalen Fokuspunkt reduzieren sich damit zu den einfachen Tischschwankungen von $\pm 3\text{ }\mu\text{m}$ (siehe Abb. 3.19b) die deutlich näher an der Schärfentiefe (DOF) des Objektivs von $3,2\text{ }\mu\text{m}$ für $\lambda = 808\text{ nm}$ liegen (siehe Tab. 3.5).

Die beschriebene Methode zeigt eine eindeutige Reduktion der Fokussierfehler in der zugehörigen OBIV-Messung (siehe Abb. 3.21c): Während in Abbildung 3.21b das Goldgitter gerade an Stellen großer Höhenvariation Verzerrungen aufweist, sind diese in 3.21c mit Ebenenkorrektur nicht mehr zu erkennen. Auch bietet diese Methode den Vorteil, dass sie ohne technische Modifikation des Systems, eine Änderung der Messmethode oder Verlängerung der Messzeit anwendbar ist. Allerdings reduziert sich die adaptive Fokussierung des Systems auf die Verkippung der Probe, da eine plane Probenoberfläche angenommen wird. Für Auflösungen $> 10\text{ }\mu\text{m}$ und größere Messbereiche sind die Einflüsse der Höhenschwankungen gering, sodass dort keine Ebenenkorrektur notwendig ist und alle Vorteile des adaptiven Systems zur Kompensation von rauen oder verbogenen Oberflächen erhalten bleiben.

Anhand der Messungen konnte gezeigt werden, dass Höhenschwankungen des Tisches an der Auflösungsgrenze des Systems die Ergebnisse signifikant beeinflussen und Bildstörungen durch Fokussierfehler verursachen können.

3.3.6 Adaptive Fokussierung mit verkapselten Proben

Um mit dem entwickelten, adaptiven Fokussierprinzip für LS-Systeme auch verkapselte Proben (z. B. unter Glas [4, 5] oder Epoxidharz [6]) messen zu können, muss es modifiziert werden, um die Änderungen im optischen Lichtweg aufgrund von Brechung zu berücksichtigen. Eine mögliche Modifikation zur Kompensation dieser

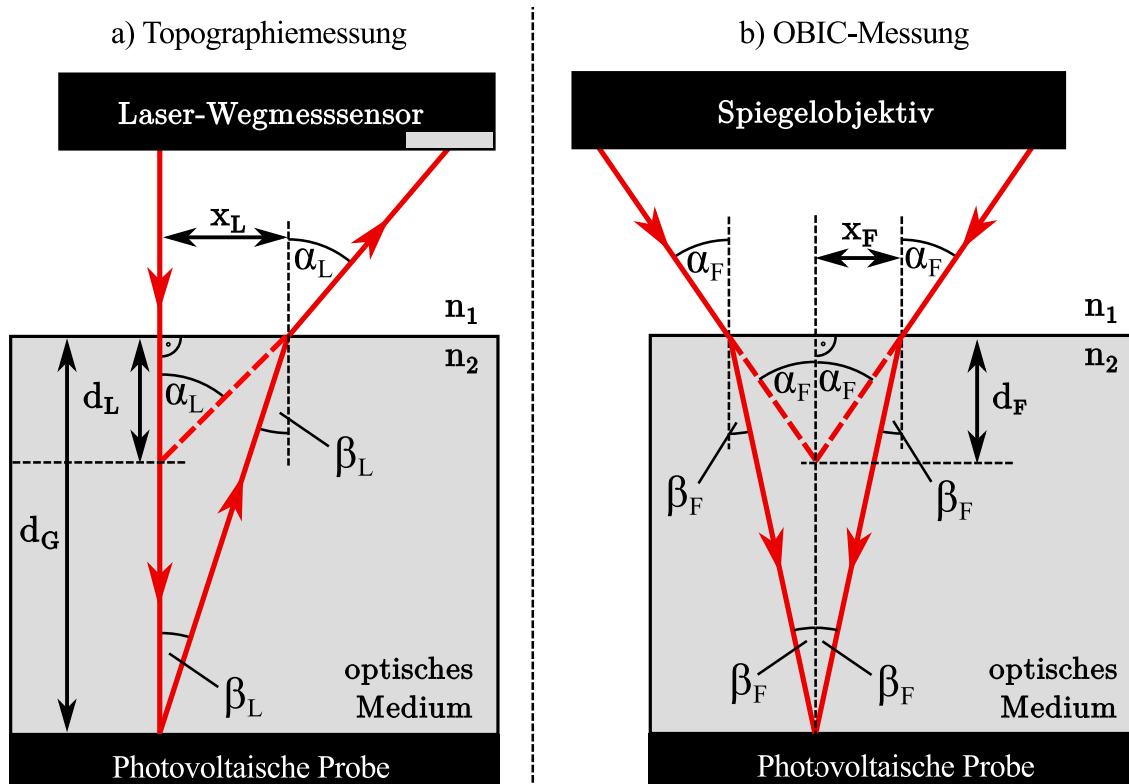


Abbildung 3.22: Schematisches, optisches Modell zur Messung von verkapselten Proben mit dem adaptiven Fokussiersystem, bestehend aus zwei aufeinanderfolgenden Korrekturschritten: a) während der Topographiemessung und b) während der OBIC-Messung. Der qualitative Lichtweg ist als rote Linien eingezeichnet. Dabei sind: $\alpha_{L/F}$ - Einfallswinkel, $\beta_{L/F}$ - Brechungswinkel, n_1, n_2 - Brechungsindex, d_G - echte Dicke des optischen Mediums, $x_{L/F}$ - geometrische Länge zur Berechnung, $d_{L/F}$ - effektive, gemessene Dicke aufgrund von Brechung. (Veröffentlicht in [86])

Lichtwegunterschiede am Beispiel des vorhandenen OBIC-Systems wird im Folgenden vorgestellt und wurde in [86] veröffentlicht.

Wie in Abschnitt 3.3.1 erläutert, besteht eine vollständige Messung des Systems aus zwei Schritten: a) Bestimmung der Probentopographie mit dem Laserwegmesssensor und b) nachfolgende OBIC-Messung unter Verwendung der Topographiedaten zur korrekten Fokussierung des stimulierenden Lichtflecks in jedem Messpunkt. Um mit dieser Methode eine verkapselte Probe korrekt zu messen, muss die Änderung des Lichtweges durch das optische Medium, das sich über der photovoltaisch aktiven Oberfläche befindet, in beiden Schritten berücksichtigt werden. Dies wird nachfolgend anhand eines optischen Modells erläutert.

Eine photovoltaisch aktive Probe wird von einem optischen Medium der Dicke d mit wellenlängenabhängigem Brechungsindex $n_2(\lambda)$ bedeckt, und befindet sich an Luft ($n_1 = 1$) wie schematisch in Abb. 3.22a gezeigt. Um die notwendige Abstandsinformation (bzw. Topographie) zwischen dem Laser-Wegmesssensor und der Probenoberfläche zu bestimmen, wird ein Laserstrahl senkrecht auf die Probe gerichtet (siehe Abschnitt 3.2.4). Die diffuse Lichtstreuung an der Probenoberfläche wird durch den Sensor analysiert, und so der Abstand zur photoaktiven Oberfläche bestimmt. Aufgrund des optischen Mediums geschieht Brechung an der Grenzfläche zwischen Luft und Medium, und die gemessene Dicke der Probe d_L wird sich von der echten Dicke d_G unterscheiden. Dieser Unterschied kann anhand von geometrischer Optik berechnet werden (siehe Abschnitt 2.1.1). Aufgrund des senkrechten Einfalls des Laserstrahls an der Luft-Medium Grenzfläche tritt dort im Idealfall keine Brechung auf und der Laserstrahl beleuchtet die photovoltaisch aktive Oberfläche (siehe Abb. 3.22a). Dort wird das Licht gestreut, an der Medium-Luft Grenzfläche gebrochen und Teile des Streulichtes treffen auf den Detektor des Laser-Wegmesssensors. Dabei ist der Winkel $\alpha_L \approx 40^\circ$ durch die Geometrie des Laser-Wegmesssensors definiert, und die Brechung kann über das Brechungsgesetz (siehe Gleichung 2.1) beschrieben werden:

$$n_1 \cdot \sin \alpha_L = n_2(\lambda_L) \cdot \sin \beta_L. \quad (3.12)$$

Damit kann der Winkel β_L im Medium für Luft ($n_1 = 1$) und mit bekanntem, Brechungsindex $n_2(\lambda_L)$ des Medium für die verwendete Wellenlänge ($\lambda_L = 650 \text{ nm}$) berechnet werden, und über die geometrischen Beziehungen der beiden rechtwinkligen Dreiecke innerhalb des Mediums lässt sich die gemessene, effektive, durch das Medium reduzierte Dicke d_L ausrechnen:

$$\tan \alpha_L = \frac{x_L}{d_L} \quad (3.13)$$

$$\tan \beta_L = \frac{x_L}{d_G} \quad (3.14)$$

$$\Rightarrow d_L = \frac{\tan \beta_L}{\tan \alpha_L} \cdot d_G. \quad (3.15)$$

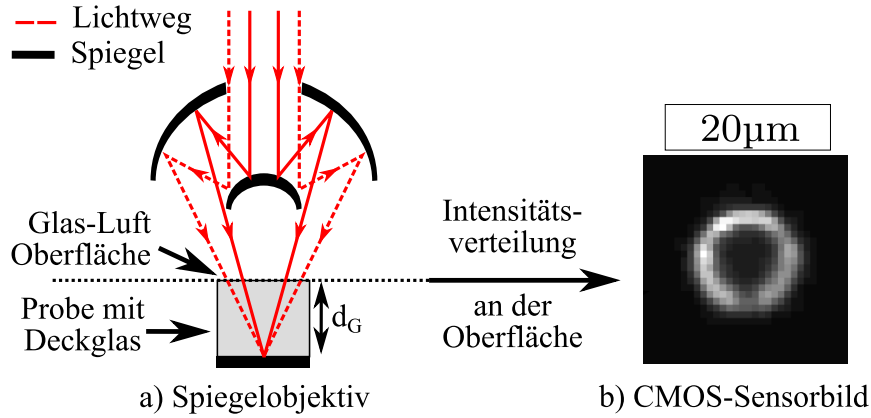


Abbildung 3.23: a) Schematische Skizze des Lichtwegs innerhalb des verwendeten Spiegelobjektivs und b) durch CMOS-Sensor gemessene Intensitätsverteilung in Form eines kreisförmigen Rings (a. u.). (Veröffentlicht in [86])

Auch während der eigentlichen OBIC-Messung (siehe Abb. 3.22b) tritt Brechung durch das Medium auf, sodass die Gleichungen 3.12 und 3.15 auch für die Bestimmung der effektiven Dicke d_F gelten:

$$n_1 \cdot \sin \alpha_F = n_2(\lambda_F) \cdot \sin \beta_F, \quad (3.16)$$

$$d_F = \frac{\tan \beta_F}{\tan \alpha_F} \cdot d_G. \quad (3.17)$$

Aufgrund des wellenlängenabhängigen Brechungsindex $n_2(\lambda_F)$ muss β_F für die während der Messung verwendete Wellenlänge λ_F berechnet werden. Der Brechungswinkel α_F kann für das gegebene Objektiv (siehe Abschnitt 3.2.2) durch dessen halben Öffnungswinkel angenähert werden: $\alpha_F \approx \Theta = 30^\circ$. Diese Näherung kann aufgrund des Lichtwegs innerhalb des Spiegelobjektivs getätigt werden, der in Abb. 3.23a skizziert ist. Die Lichtintensität an der Luft-Medium Grenzfläche ist näherungsweise als kreisförmiger Ring gegeben, wie das CMOS-Sensorbild (siehe Abschnitt 3.2.4) in Abb. 3.23b zeigt. Dies ist auch während der Justage des OBIC-Systems mit der CMOS-Kamera in Abschnitt 3.3.2 beobachtet worden.

Mit beiden Abschätzungen kann die effektive Höhendifferenz $\Delta h(n_2, \lambda_F)$ zwischen d_L und d_F berechnet werden, wenn ein optisches Medium die Probe bedeckt:

$$\Delta h = d_F - d_L \quad (3.18)$$

$$= \left(\frac{\tan \beta_F}{\tan \alpha_F} - \frac{\tan \beta_L}{\tan \alpha_L} \right) \cdot d_G. \quad (3.19)$$

Der Lichtfleckdurchmesser d_m auf der Probenoberfläche wird sich aufgrund dieser Höhendifferenz vergrößern, und kann durch geometrische Beziehungen, wie in Abb. 3.18 gegeben, abgeschätzt werden:

$$d_m = 2 \cdot \tan \beta_F \cdot \Delta h. \quad (3.20)$$

$$\xrightarrow{\text{Gleichung 3.19}} d_m = 2 \cdot \tan \beta_F \cdot \left(\frac{\tan \beta_F}{\tan \alpha_F} - \frac{\tan \beta_L}{\tan \alpha_L} \right) \cdot d_G. \quad (3.21)$$

Um eine solche Lichtfleckverbreiterung während der OBIC-Messung zu vermeiden, muss der Höhenunterschied $\Delta h(n_2, \lambda_F)$ entweder verschwindend gering sein, oder während des Fokussierprozesses berücksichtigt werden. Wenn $n_2(\lambda_F)$ des optischen Mediums sowie λ_F gegeben sind, erfolgt dies innerhalb der Berechnung der optimalen z -Achsenposition z_{\min} in Gleichung 3.7, durch Erweiterung mit $\Delta h(n_2, \lambda_F)$:

$$z_{\min}(x, y) = z_{\text{ref}} + \Delta z(x, y) + \Delta h. \quad (3.22)$$

Diese Modifikation des Models zur Korrektur des Fokus wurde mit einem Laser-Wegmesssensor-Signal einer Probe mit einer $d_G = 3 \text{ mm}$ dicken Glasscheibe als Verkapselung verifiziert. Das normierte Intensitätssignal ist in Abhängigkeit des Abstands in Abb. 3.24 gegeben. Die Glasoberfläche ist als geringfügige Signalerhöhung (siehe roter Kreis) an Position $z \approx 2,2 \text{ mm}$ zu erkennen, da ein kleiner Teil des Laserstrahls diffus an der Luft-Glas Grenzfläche (siehe Abb. 3.22a) gestreut wird. Der überwiegende Anteil des Lichtes wird durch das Glas transmittiert und trifft auf die photoaktive Probenoberfläche, wo es gestreut und teilweise auf den Detektor des Laser-Wegmesssensors gelangt, sodass das große Messsignal an Position $z \approx 3,9 \text{ mm}$ entsteht. Daher kann die effektive Dicke des Glases zu $d_L \approx 1,7 \text{ mm}$ abgelesen werden. Diese entspricht der berechneten Dicke d_L aus Gleichung 3.15 für $\alpha_L \approx 40^\circ$ und $n_2 = 1,5$ und bestätigt das entwickelte Model.

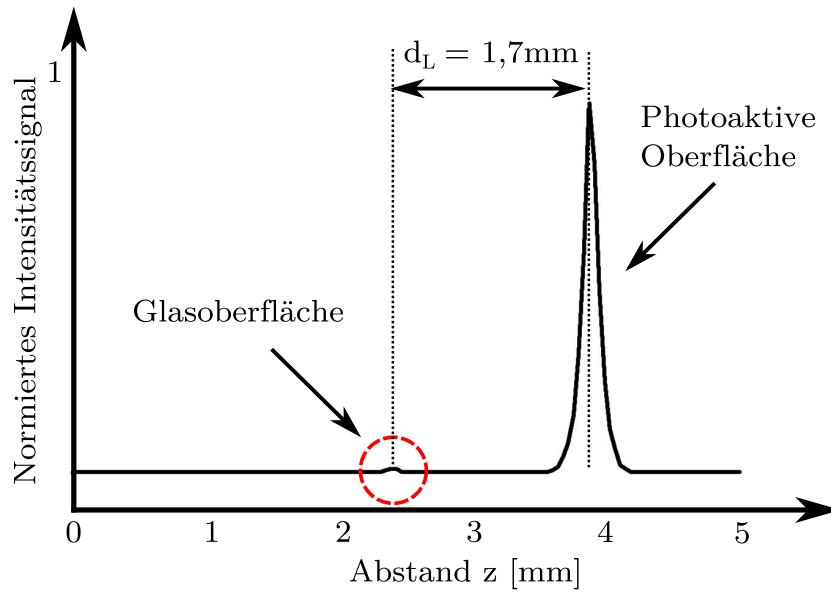


Abbildung 3.24: Messdaten des Laser-Wegmesssensors zur Bestätigung der entwickelten Anpassung der Fokussierung von verkapselten Proben: Messung einer Probe mit $d_G = 3\text{ mm}$ Deckglas. Das Maximum entspricht dem Abstand zur photoaktiven Oberfläche, die Glasoberfläche erscheint als kleines Signal (vergleiche 3.22). (Veröffentlicht in [86])

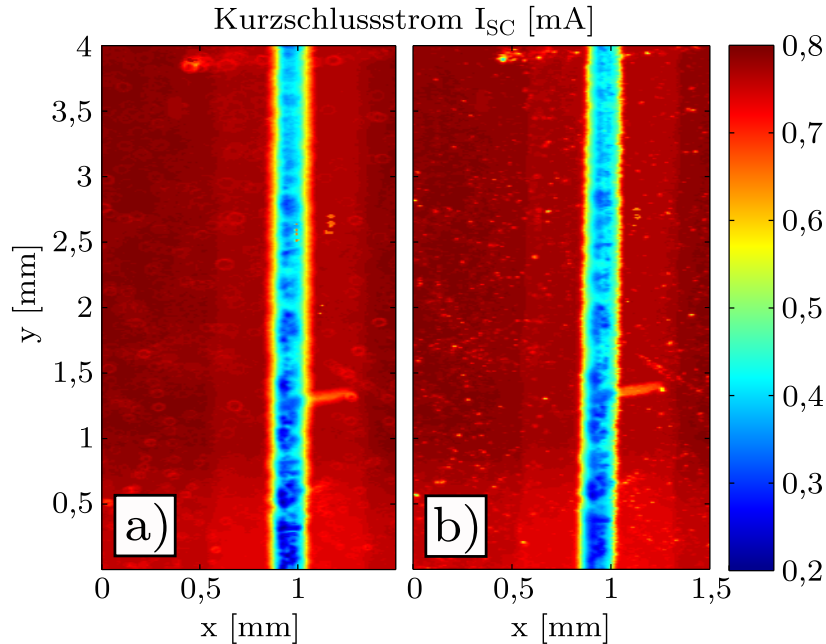


Abbildung 3.25: OBIC-Messung ($\lambda_F = 808\text{ nm}$, $\Delta s = 10\text{ }\mu\text{m}$) einer Solarzelle mit Epoxidharzbeschichtung a) ohne und b) mit der beschriebenen Fokuskorrektur nach Gl. 3.22. (Veröffentlicht in [86])

Um den Einfluss der Höhenkorrektur aus Gleichung 3.22 zu zeigen, wurde eine OBIC-Messung ($\lambda_F = 808 \text{ nm}$, $d_{1/e^2} \approx 4,3 \mu\text{m}$) mit einem die Auflösung limitierenden Rasterabstand $\Delta s = 10 \mu\text{m}$ an einer mit einer 1,5 mm dicken Epoxidharzschicht bedeckten, kommerziellen, monokristallinen Siliziumsolarzelle vorgenommen. Das zugehörige Kurzschlussstrombild ist in Abb. 3.25a gegeben. Es zeigt einen inhomogenen Vorderseitenkontakt als breite, stromreduzierte Linie (blauer Bereich), sowie lokale Bereiche reduzierten Stroms, wahrscheinlich durch Staub oder Schmutz zwischen Epoxidharz und photoaktiver Oberfläche. Der Kontakt sowie die beschriebenen Staubkörner wirken ohne Höhenkorrektur unscharf. Im Gegensatz dazu besitzt die über Gleichung 3.22 korrigierte Messung in Abb. 3.25b eine deutlich verbesserte Schärfe, sodass Staub und Schmutz sowie der Vorderseitenkontakt deutlich genauer zu erkennen sind. Die Messungen bestätigen die über das optische Modell abgeleitete Korrektur Δh des Fokusabstandes.

3.4 Verbesserung der Auflösung von LS-Systemen durch Superresolution-Algorithmen

Die Methode der Superresolution (SR) ist etabliert in der digitalen Datenverarbeitung und dient der Verbesserung der Auflösung eines Bildes [7, 87–89] oder zur Rekonstruktion verfälschter Bilder [90]. Die häufigste Anwendung dieser Technologie findet sich in der digitalen Fotografie, um die Auflösung von CCD oder CMOS Bildsensoren, die durch die Größe eines Sensorpixels limitiert ist, zu verbessern. Ein weiteres, zentrales Anwendungsgebiet sind die bildgebenden Verfahren der Medizin, wie beispielsweise Magnetresonanztomographie (MRT) [91, 92], Positronen-Emissions-Tomographie (PET) [93–95] oder die Iris-Erkennung [96].

Bisher wurde SR noch nicht in LS-Systemen eingesetzt. Dort ist die minimale Auflösung des Systems durch den $1/e^2$ -Durchmesser des Lichtflecks begrenzt, obwohl die verwendeten xy -Achssysteme meist deutlich kleinere Schrittweiten bieten [39, 80]. Führt man Messungen mit kleineren Rasterabständen durch ($\Delta s < d_{1/e^2}$) so erhält man mehr Messpunkte, aber aufgrund des Überlappens des Lichtflecks eine Zeichnung des Bildes (siehe Abschnitt 3.1.4). Diese Bilder können in sogenannte Subbilder aufgeteilt werden, um daraus mit Hilfe der SR-Methode weitere Bildinformationen zu rekonstruieren und damit das Bild nachträglich zu schärfen. Nachfolgend wird die Anwendung eines SR-Algorithmus auf OBIC-Messungen beschrieben, und

die Ergebnisse und Limitierungen dieser Methode diskutiert. Die Ergebnisse wurden eingereicht und unterliegen dem Begutachtungsprozess [97].⁷

3.4.1 SR-Modell und Algorithmenauswahl

Für SR-Bildrekonstruktion ist die Abhängigkeit zwischen p gemessenen Subbildern $g_{i=1,\dots,p}$ in niedriger Auflösung (LR, *engl. low resolution*) und dem unverfälschten, originalen Bild f in hoher Auflösung (HR, *engl. high resolution*) von essentieller Bedeutung. Zur Beschreibung des Zusammenhangs der beiden wird ein mathematisches, in der SR übliches Abbildungsmodell in Matrix-Vektorschreibweise verwendet [99]:

$$g_i = \hat{H}_i f + n_i, \text{ für } i = 1, \dots, p, \quad (3.23)$$

wobei sich jedes gemessene LR-Subbild g_i durch Anwendung der Matrix \hat{H}_i auf das ideale, unverfälschte HR-Bild f , sowie dem additiven Rauschen der Messung n_i ergibt. \hat{H}_i entspricht der Punktspreizfunktion (PSF) des Messsystems und beinhaltet dabei alle möglichen Bildverfälschungen, wie beispielsweise Unschärfe, Bewegung oder eine Unterabtastung. Daher muss \hat{H}_i so präzise wie möglich bestimmt, und das additive Rauschen n_i minimiert werden. Es existiert eine Vielzahl an SR-Algorithmen, um aus einem Datensatz von gemessenen Subbildern g_i das unverfälschte Ausgangsbild f anhand von Gleichung 3.23 zu bestimmen [7]. Für die Anwendung in LS-Systemen wurde der Projection Onto Convex Sets (POCS)-Algorithmus ausgewählt [7, 100]. Dieser bietet gegenüber anderen Algorithmen den Vorteil, dass sich vorhandenes a-priori Wissen in Randbedingungen zur Einschränkung der Lösungsmenge einarbeiten lässt. Die ausgewählten Randbedingungen werden im folgenden Abschnitt 3.4.2 besprochen. Zudem ist der Algorithmus einfach zu implementieren, erweiterbar und flexibel [7, 88, 89, 92, 101, 102].

Das POCS-Prinzip basiert auf der Mengenlehre, wobei iterativ ein Punkt (oder eine Lösung) in der Schnittmenge (Lösungsmenge) verschiedener, geschlossener, konvexer Mengen ermittelt wird [87]. Jede Menge C_k wird über eine dem gegebenen System angepasste Randbedingung definiert. Dabei besitzt jede Randbedingung genau einen Projektor P_k , der ausgehend von einem beliebigen Punkt im Mengenraum orthogonal zum nächstmöglichen Punkt der zugehörigen konvexen Menge C_k zeigt [7, 99]. Alle möglichen Lösungen liegen innerhalb der Lösungsmenge $C_s = \cap_{k=1}^m C_k$, in der

⁷ Die Ergebnisse entstanden im Rahmen der Bachelorarbeit von Kevin Neumann [98].

alle Randbedingungen erfüllt sind. Eine Lösung (und damit ein Bild f) wird durch die alternierende Anwendung der Projektionen P_k der unterschiedlichen Randbedingungen auf die konvexen Mengen C_k ermittelt:

$$f_{j+1} = P_M P_{M-1} \dots P_2 P_1 f_j. \quad (3.24)$$

Dabei konvergiert f iterativ zu einer Lösung in der Lösungsmenge C_s . Eine Iteration ($f_j \rightarrow f_{j+1}$) wird dabei die einmalige, aufeinanderfolgende Anwendung aller M gegebenen Projektoren des Systems bezeichnet. Je nach Startwert f_0 , Anzahl der unterschiedlichen, über die Randbedingungen definierten Projektoren des Systems M und Anzahl der Iterationen Z können verschiedene Lösungen innerhalb der Lösungsmenge erreicht werden, wobei jede Lösung für einen festgelegten Startwert und die Anzahl der Iterationen Z eindeutig definiert ist.

Für die Anwendung des POCS-Algorithmus in LS-Systemen wird angenommen, dass die Matrix \hat{H} für alle LR-Bilder identisch und durch die PSF des Systems gegeben ist. Diese ist näherungsweise durch die gemessene Intensitätsverteilung des Lichtflecks bestimmt (siehe Abschnitte 3.3.2 und 3.3.3). Dabei ist lediglich die Bildunschärfe in \hat{H} berücksichtigt, und andere Bildverfälschungen, wie beispielsweise eine mögliche Bewegung der Probe während der Messung, werden vernachlässigt.

3.4.2 Definition der POCS-Randbedingungen des Systems

Zur Adaption des SR-Algorithmus an das LS-System ist es notwendig, die überabgetastete Messung ($\Delta s < d_{1/e^2}$) in Subbilder aufzuteilen. Die Aufteilung in Subbilder entspringt der digitalen Bildoptimierung, da dort eine Szene mehrfach mit reduzierter Auflösung (Pixelgröße) aufgenommen wird, und die entstehenden Subbilder zur Bildrekonstruktion eines hochaufgelösten Bildes genutzt werden. Für die Anwendung der SR ist es von Vorteil, wenn die Verschiebung der Subbilder bekannt ist. Dies ist für LS-Systeme gegeben. So kann eine Messung bzw. gemessener Datensatz g in Subbilder mit fester, bekannter Verschiebung zueinander aufgeteilt werden.

Anhand der Literatur wurden zwei typische POCS-Randbedingungen ausgewählt, und auf das verwendete System angepasst: Die Daten- und die Amplitudenrandbedingung [7]. Die schematische Abfolge eines POCS-Iterationsschrittes nach Gleichung 3.24 ist für die ausgewählten Randbedingungen des Algorithmus in Abb. 3.26 dargestellt. Im ersten Schritt wird ein beliebig angenommenes HR-Bild f_0 als Start-

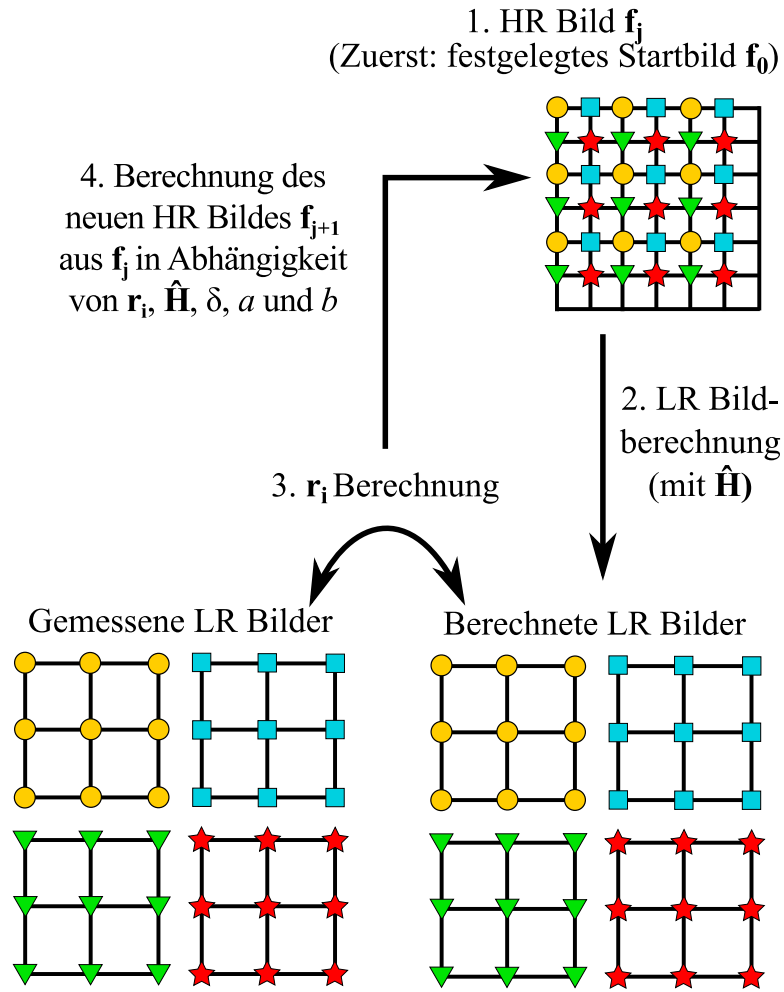


Abbildung 3.26: Schematische Darstellung eines POCS-Iterationsschrittes $f_j \rightarrow f_{j+1}$ (siehe Gleichung 3.24) für die ausgewählte Amplituden- und Datenrandbedingung der SR-Adaption für LS-Systeme.

wert festgelegt. Daraufgehend wird in Schritt 2 ein Satz von LR-Subbildern unter Verwendung der gemessenen PSF \hat{H} und der durch die LS-Messung festgelegten Verschiebung der Subbilder berechnet. Anhand von Schritt 3 und 4 wird ein neues HR-Bild f_1 durch den Vergleich der erzeugten mit den gemessenen LR-Subbildern berechnet, und die Iteration ist abgeschlossen. Durch wiederholte Iteration nähert sich das angenommene Bild f_j dem gesuchten Original f immer weiter an. Die Berechnungen der ausgewählten Randbedingungen werden im Folgenden dargestellt.

Die Datenrandbedingung

Die Datenrandbedingung basiert auf der Berechnung von LR-Bildern aus dem Datensatz des angenommenen HR-Bildes $f_j[l_1, l_2]$ (siehe Abb. 3.26, Schritt 1). Dabei sind $[l_1, l_2]$ die Pixelposition jedes einzelnen HR-Bildwertes. Die Abweichung dieser generierten Subbilder von den gemessenen Subbildern $g_i[m_1, m_2]$ wird über den Restwert $r_i^{(f)}[m_1, m_2]$ für jedes Subbild und jeden LR-Bildwert (Pixelposition: $[m_1, m_2]$) zwischen den berechneten und den gemessenen Subbildern bestimmt [101, 103, 104]:

$$r_i^{(f_j)}[m_1, m_2] = g_i[m_1, m_2] - \sum_{l_1, l_2} f_j[l_1, l_2] H[m_1, m_2; l_1, l_2]. \quad (3.25)$$

Für ideale Systeme entspricht das berechnete Bild f_j dem gesuchten HR-Ausgangsbild f (siehe Gleichung 3.23), sobald der Restwert verschwindet. Dies ist in realen Systemen aufgrund des Einflusses von Rauschen nicht möglich, sodass stattdessen ein Konvergenzintervall δ als obere Grenze von $r_i^{(f_j)}[m_1, m_2]$ definiert werden muss [7]. Ziel ist dabei, die Minimierung des Restwertes in jedem Pixel, mathematisch ausgedrückt ergibt sich die konvexe Menge C_D der Datenrandbedingung [7]:

$$C_D[m_1, m_2] = \{f_j[l_1, l_2] : \left| r_i^{(f_j)}[m_1, m_2] \right| \leq \delta\}. \quad (3.26)$$

Sie steht für die Menge der möglichen Pixelwerte im rekonstruierten Bild, für die der Restwert unterhalb des Konvergenzintervalls δ liegt. Um ein Bild mit der so definierten Datenrandbedingung zu verbessern, muss der zugehörige Projektionsoperator ausgeführt werden [7, 99, 102]:

$$f_{j+1}[l_1, l_2] = f_j[l_1, l_2] + \begin{cases} \frac{(r_i^{(f_j)}[m_1, m_2] - \delta) \cdot H[m_1, m_2; l_1, l_2]}{\sum_{p, q} H^2[m_1, m_2; p, q]}, & r_i^{(f_j)}[m_1, m_2] > \delta \\ 0, & \left| r_i^{(f_j)}[m_1, m_2] \right| \leq \delta \\ \frac{(r_i^{(f_j)}[m_1, m_2] + \delta) \cdot H[m_1, m_2; l_1, l_2]}{\sum_{p, q} H^2[m_1, m_2; p, q]}, & r_i^{(f_j)}[m_1, m_2] < -\delta \end{cases} \quad (3.27)$$

Dabei wird das angenommene HR-Bild f_j durch die Neuberechnung jedes Bildpixels in Abhängigkeit von r_i (siehe Gleichung 3.26) und der gemessenen PSF \hat{H} auf das neue HR-Bild f_{j+1} projiziert. Über den Projektor wird die geforderte Bedingung des Restwertes aus Gleichung 3.25 für jeden Datenwert überprüft und gegebenenfalls in Abhängigkeit der PSF \hat{H} des Systems korrigiert, um die Randbedingung zu erfüllen. Im Allgemeinen kann das Konvergenzintervall δ für jedes Subbild i und für jedes Pixel unterschiedlich gewählt werden.

Im Gegensatz zur digitalen Bildgebung ist bei OBIC-Messungen der Wertebereich nicht fest definiert (beispielsweise 0 bis 255), sondern kann sich in verschiedenen Messungen und je nach Probe um mehrere Größenordnungen unterscheiden. Daher ist es sinnvoll, das Konvergenzintervall in Relation zum vorhandenen Wertebereich (minimaler Pixelwert g_{\min} , maximaler Pixelwert g_{\max}) zu definieren. Dazu wird das relative Konvergenzintervall δ_{rel} eingeführt, über das für jede Messung g das absolute Konvergenzintervall bestimmt werden kann:

$$\delta = (g_{\max} - g_{\min}) \cdot \delta_{\text{rel}} \quad (3.28)$$

Die Amplitudenrandbedingung

Um die Freiheitsgrade des Systems weiter einzuschränken, wird mit der Amplitudenrandbedingung ein Wertebereich definiert, innerhalb dessen sich die Amplitude der einzelnen HR-Datenpunkte bewegen darf, und es ergibt sich die konvexe Menge C_A der Amplitudenrandbedingung [101]:

$$C_A[l_1, l_2] = \{f[l_1, l_2] : a \leq f[l_1, l_2] \leq b\}. \quad (3.29)$$

Dabei entspricht a der unteren und b der oberen Amplitudengrenze. Der zugehörige Projektor zur Einhaltung dieser Bedingung beim Übergang von f_j zu f_{j+1} entspricht Schritt 4 in Abb. 3.26 und ist definiert als [101]:

$$f_{j+1}[l_1, l_2] = \begin{cases} a & f_j[l_1, l_2] < a \\ f_j[l_1, l_2] & a \leq f_j[l_1, l_2] \leq b \\ b & f_j[l_1, l_2] > b. \end{cases} \quad (3.30)$$

D. h., es wird für jeden Datenpunkt überprüft, ob er sich innerhalb des erlaubten Wertebereichs befindet. Ist dies nicht der Fall, so wird der Datenpunkt entsprechend Gleichung 3.30 korrigiert.

3.4.3 Anpassung von LS-Messung und POCS-Algorithmus

Zur Anwendung der SR-Bildrekonstruktion müssen der POCS-Algorithmus und die LS-Messungen aufeinander abgestimmt werden. Zur Anpassung des POCS-Algorithmus wird als Startbild f_0 kein beliebiges Bild, sondern das gemessene, unscharfe HR-Bild verwendet. Dies beschleunigt die Konvergenz des Algorithmus zu einer möglichen Lösung. Des Weiteren schränkt die eindeutige Vorgabe von f_0 den Algorithmus auf eine eindeutigen Lösung in Abhängigkeit der Iterationszahl Z ein, da POCS generell zu verschiedenen Lösungen im Lösungsraum in Abhängigkeit der Wahl von f_0 konvergieren kann [7].

Anpassung der LS-Messung zur Extraktion der Subbilder

Im Gegensatz zur Optimierung von Bildern aus der Digitalphotographie können im Fall von LS-Systemen die Intensitätsverteilung \hat{H} des Lichtflecks durch den $1/e^2$ -Durchmesser (vergl. Abschnitt 3.3.2 und 3.3.3) und der Abstand der Pixel zueinander durch die Wahl des Rasterabstandes (vergl. Abschnitt 3.1.4) variiert und vorab eingestellt werden. Diese Information steht für die Rekonstruktion der Messdaten a-priori zur Verfügung. Im Falle der im Folgenden diskutierten Ergebnisse wurde \hat{H} über den im OBIC-System verwendeten CMOS-Sensor bestimmt (siehe Abb. 3.13).

Die Pixelgröße des CCD- oder CMOS-Sensors der Digitalphotographie wird in LS-Systemen durch den Lichtfleck definiert, sodass der SR-Algorithmus dahingehend angepasst werden muss. Wie bereits in Abschnitt 3.4.2 erläutert, wird anstelle von mehreren LR-Subbildern eine überabgetastete HR-Messung ($\Delta s < d_{1/e^2}$) mit bestimmtem \hat{H} und vorgegebenem Pixelabstand aufgenommen. Diese kann dann in Abhängigkeit des ausgewählten Lichtfleckdurchmessers d_{1/e^2} und Rasterabstands Δs in Subbilder unterteilt werden, sofern einfache geometrische Relationen zwischen den beiden Größen vorliegen. Dies wird nachfolgend an zwei Beispielen erläutert.

Wenn der gewählte Lichtfleckdurchmesser d_1 dem Rasterabstand Δs entspricht ($d_1 = \Delta s$), wird das resultierende Bild scharf und detailreich sein, da immer nur die Fläche innerhalb eines Pixels beleuchtet wird, ohne andere Pixel zu beeinflussen (siehe Abb. 3.27a, schwarzer Kreis). Solche Bilder benötigen keine Bildrekonstruk-

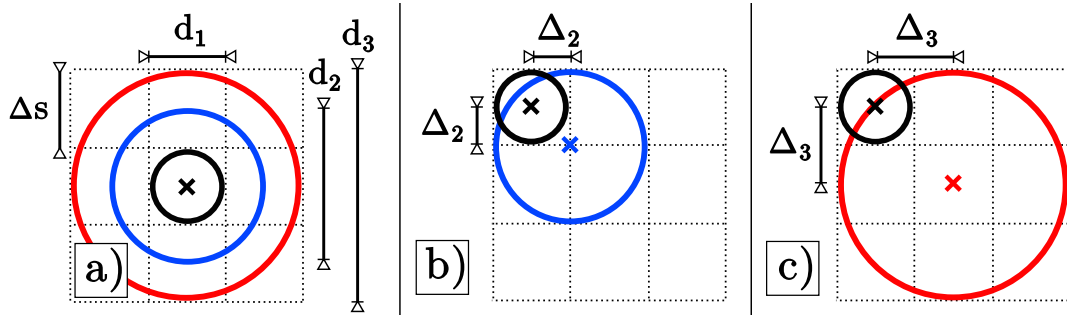


Abbildung 3.27: a) Geometrischer Zusammenhang des HR-Rasters mit Schrittweite $\Delta s = d_1$ und ausgewählten Lichtfleckdurchmessern für Faktor 2 ($d_2 = 2 \cdot d_1$) und Faktor 3 ($d_3 = 3 \cdot d_1$). Notwendige Verschiebung der Messung b) $\Delta_2 = \frac{1}{2} \cdot \Delta s$ für Faktor 2 und c) $\Delta_3 = \Delta s$ für Faktor 3, um die erzeugten Subbilder mit der Referenzmessung (Durchmesser d_1) zu vergleichen.

tion und werden nachfolgend als Referenzmessung benutzt, um die berechneten Ergebnisse des Algorithmus bewerten zu können. Für den Fall, dass der Lichtfleckdurchmesser dem doppelten Rasterabstand entspricht ($d_2 = 2\Delta s$, blauer Kreis), überlappt er in andere HR-Pixel und erzeugt Bildunschärfe. Dies wird im Folgenden als der *Faktor 2* Fall bezeichnet. Um ein solches Bild mit der Referenzmessung vergleichen zu können, muss es während der Messung um $\Delta_2 = \frac{1}{2}\Delta s$ in x - und y -Richtung verschoben werden, um lediglich 4 HR-Pixel zu bedecken (siehe Abb. 3.27b). Der dreifache Lichtfleckdurchmesser $d_3 = 3\Delta s$ wird analog als *Faktor 3* bezeichnet (siehe Abb. 3.27a, roter Kreis) und benötigt, wie in Abb. 3.27c) gezeigt, eine Verschiebung von $\Delta_3 = \Delta s$, um mit der Referenzmessung verglichen zu werden.

Im *Faktor 2* und *Faktor 3* Fall ist es aufgrund der durch die Messung gegebenen Verschiebung möglich, die Subbilder des gemessenen, unscharfen HR-Bildes ($\Delta s = d_1$) in mehrere LR-Subbilder mit bekannter Verschiebung zueinander aufzuteilen. Die Subbildanzahl ergibt sich aus dem Verhältnis von Lichtfleckdurchmesser zu Rasterabstand. In Abb. 3.28a ist dies am Beispiel des *Faktor 2*-Falls dargestellt. Er besitzt 4 Subbilder, deren Verschiebung sich ausgehend vom ersten LR-Bild (gelbe Kreise) wie folgt ergibt: $[\Delta s, 0]$ für blaue Quadrate, $[0, \Delta s]$ für grüne Dreiecke und $[\Delta s, \Delta s]$ für rote Sterne. Der Lichtfleckdurchmesser (PSF) überlappt auf dem HR-Gitter, jedoch nicht auf dem resultierenden LR-Gitter, wie in Abb. 3.28b dargestellt. Die so erstellten Subbilder werden scharf und ohne Überabtastung aufgenommen, da der gewählte Lichtfleckdurchmesser dem Rasterabstand der Subbilder ($d_2 = 2\Delta s$) entspricht. Analog ergeben sich für den *Faktor 3*-Fall 9 Subbilder bekannter Verschiebung.

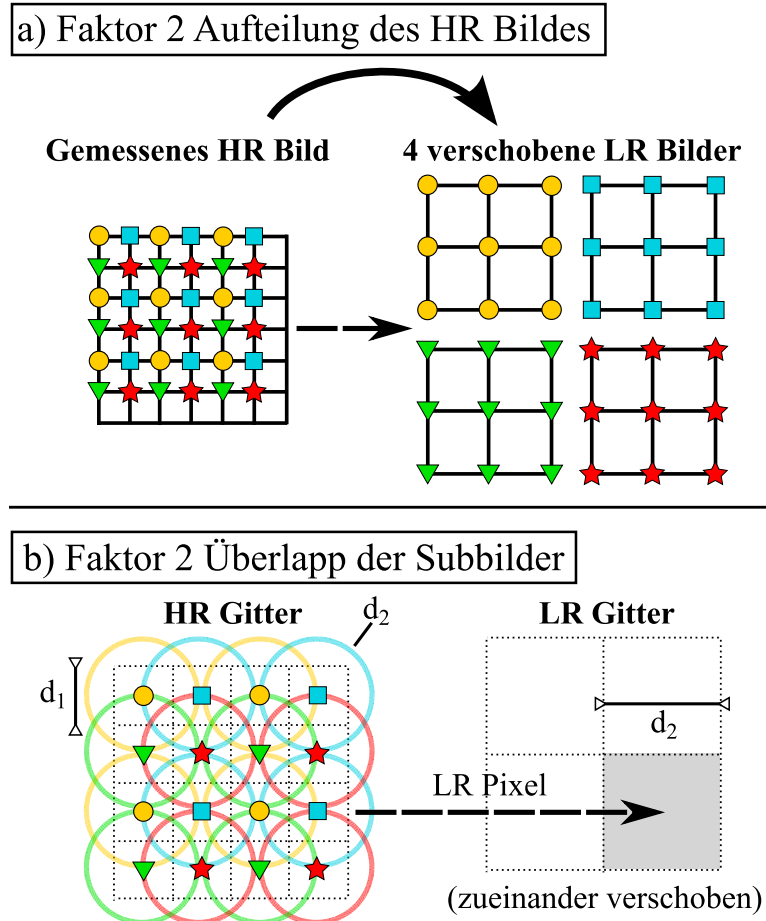


Abbildung 3.28: a) Das gemessene, unscharfe HR-Bild lässt sich für den Faktor 2 Fall ($d_2 = 2\Delta s$, vergl. Abb. 3.27) in 4 Subbilder (markiert mit Kreis, Quadrat, Dreieck, Stern) bekannter Verschiebung aufteilen. b) Der Lichtfleckdurchmesser entspricht dem LR-Rasterabstand ($d_2 = 2\Delta s$), und reicht daher nur im HR-Bild in die nächsten Pixel hinein.

3.4.4 Diskussion der Rekonstruktionsergebnisse

Mit den gegebenen Randbedingungen ist ein Iterationsschritt der POCS-Bildrekonstruktion, wie sie in Abb. 3.26 und in Gleichung 3.24 gegeben ist, vollständig. Die in Abschnitt 3.4.2 eingeführten Randbedingungen und Projektoren des POCS-Algorithmus müssen durch die Parameter δ , a , b , $\hat{\mathbf{H}}$ und f_0 konkret definiert werden.

Für CCD- und CMOS-Bildrekonstruktion ist die für einen Betrachter erreichte Bildschärfe von entscheidender Bedeutung [7, 90, 105], sodass das rekonstruierte Bild nicht automatisch der besten Datenrekonstruktion der einzelnen Messwerte entsprechen muss. Im Gegensatz dazu ist die Genauigkeit der rekonstruierten Messwerte in LS-Systemen von entscheidender Bedeutung, da die Messungen physikalischen Größen entsprechen. Daher müssen die POCS-Parameter (δ , $\hat{\mathbf{H}}$, f_0 , a , b , Z) so bestimmt werden, dass sie so genau wie möglich das originale Bild wiedergeben, um Artefakte und Fehlinterpretationen zu vermeiden.

Um die SR-Ergebnisse evaluieren zu können, wurde eine OBIC-Referenzmessung an einer multikristallinen, kommerziellen Solland Solarzelle mit einem Lichtfleckdurchmesser von $d_1 \approx 50 \mu\text{m}$ und identischem Rasterabstand $\Delta s = d_1$ aufgenommen. In der zugehörigen Kurzschlussstrommessung in Abb. 3.29a sind die Vorderseitenkontakte als blaue Streifen reduzierten Stromes zu sehen. Die Bildqualität zeigt sich an den scharf abgebildeten Kanten der Kontakte als auch an den sichtbaren, kleinen Punkten mit reduziertem Kurzschlussstrom, die vermutlich durch Schmutz auf der Oberfläche der Probe entstehen. Nach der Referenzmessung wurde die Systemauflösung künstlich um Faktor 2 bzw. 3 herabgesetzt (siehe auch Abb. 3.27), indem ein Lichtfleckdurchmesser von $d_2 \approx 100 \mu\text{m}$ bzw. $d_3 \approx 150 \mu\text{m}$ bei gleichbleibendem Rasterabstand $\Delta s \approx 50 \mu\text{m}$ eingestellt wurde. Die zugehörigen OBIC-Messungen sind in Abb. 3.29b und c gegeben. Mit wachsendem Lichtfleckdurchmesser werden die Messungen deutlich unschärfer, Details verschwinden und die Kontaktlinien werden breiter.

Um die Bilder quantitativ vergleichen zu können, wird nachfolgend die mittlere quadratische Abweichung verwendet [93]:

$$\text{MSE} = \frac{1}{w} \sum_{k=1}^w (u_k - v_k)^2. \quad (3.31)$$

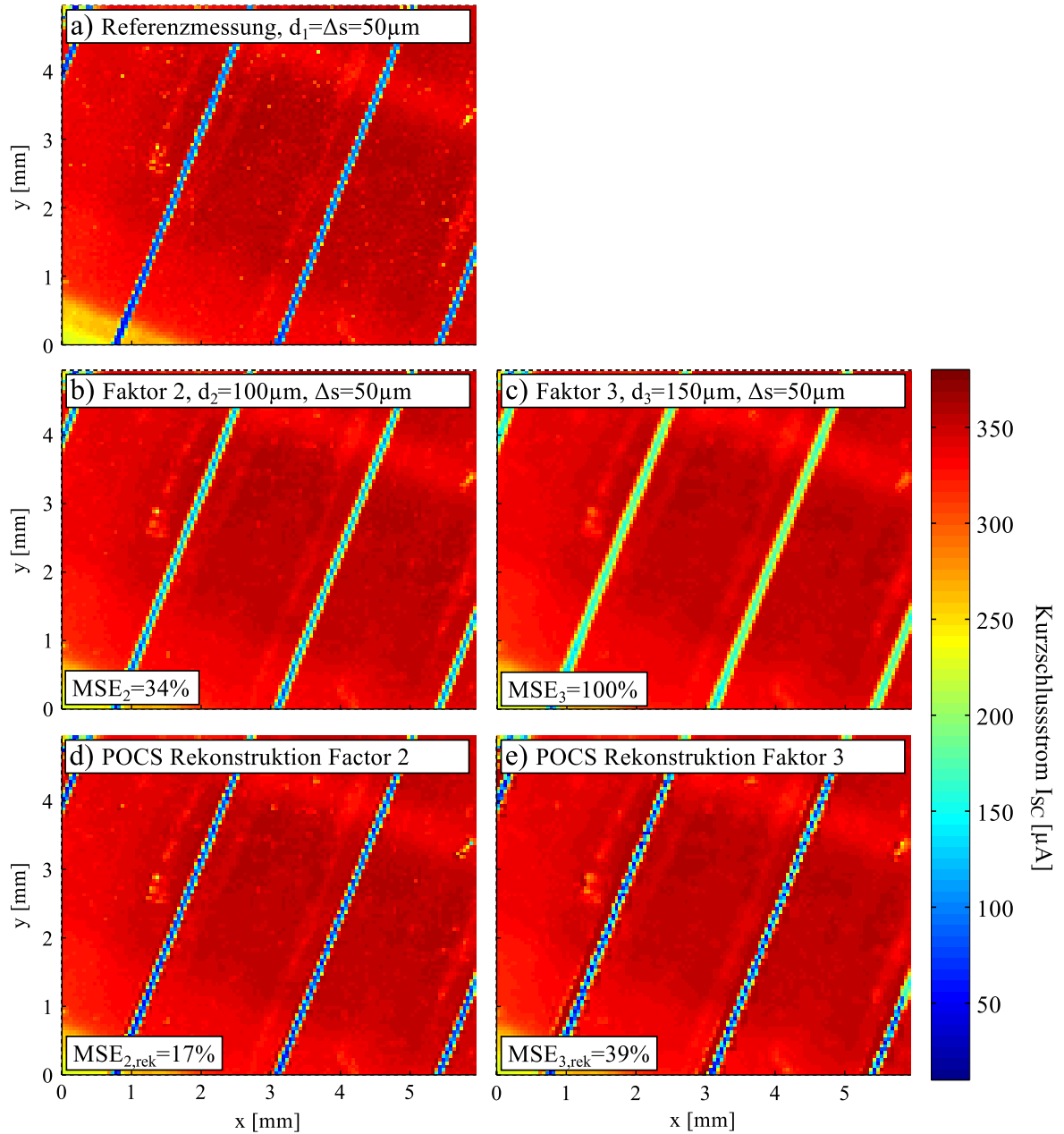


Abbildung 3.29: OBIC-Messung einer kommerziellen, multikristallinen Solarzelle: a) gemessene HR-Referenz, b) gemessenes, unscharfes Faktor 2 HR-Ausgangsbild, c) gemessenes, unscharfes Faktor 3 HR-Ausgangsbild, d) POCS-Rekonstruktion der Faktor 2 Messung aus b), sowie e) POCS-Rekonstruktion der Faktor 3 Messung aus c).

Mit dem k -ten Datenpunkt u_k bzw. v_k der Bilddatensätze u und v , und der Gesamtanzahl der Datenpunkte w .

Da die Faktor 3 Messung mit Durchmesser d_3 den größten MSE zur Referenzmessung besitzt (siehe Abb. 3.29a und c), wird dieser als normierter Referenzfehler definiert ($\text{MSE}_3 = 100\%$), um die MSE-Werte miteinander vergleichen zu können. Alle weiteren MSE-Werte anderer, berechneter OBIC-Bilder sind immer in Relation auf die Referenzmessung berechnet, und nachfolgend im Bezug zu MSE_3 normiert worden. So zeigt sich, dass die Verkleinerung des Lichtfleckdurchmessers von d_3 auf d_2 (vergl. Abb. 3.29b und c) reduziert den normierten MSE auf $\text{MSE}_2 = 34\%$, und Kontaktlinien bzw. kleine Details werden schärfer. Dies steht im Einklang mit den theoretischen Modellergebnissen von Marek in Abb. 3.3c und 3.3d, die für kleinere Lichtfleckdurchmesser einen höheren Kontrast und eine bessere Auflösung zeigen.

Die zugehörigen POCS-Rekonstruktionen mit optimalen Algorithmusparametern sind für Faktor 2 bzw. 3 in Abb. 3.29d und 3.29e gezeigt. Sie wurden mit $\delta_{\text{rel}} = 2\%$ für $N = 4$ Iterationen berechnet. Für die Amplitudenrandbedingung wurde das Minimum $a = g_{\text{min}}$ und das Maximum $b = g_{\text{max}}$ des gemessenen Datensatzes g festgelegt. Die Auswahl dieser Parameter wird im folgenden Abschnitt 3.4.5 ausführlich diskutiert. Die Messung mit Faktor 2 konnte durch den POCS-Algorithmus deutlich verbessert werden, da der MSE von $\text{MSE}_2 = 34\%$ auf $\text{MSE}_{2,\text{rek}} = 17\%$ reduziert wurde und feine Bildstrukturen schärfer erscheinen. Im Fall von Faktor 3 verringert sich der MSE von $\text{MSE}_3 = 100\%$ auf $\text{MSE}_{3,\text{rek}} = 39\%$, während die Bildqualität in etwa derjenigen der Faktor 2 Messung (Abb. 3.29b) entspricht.

Es konnte gezeigt werden, dass SR-Bildrekonstruktion in LS-Systemen signifikant den MSE senkt bzw. die Bildqualität steigert, sodass zusätzliche Bildinformationen aus einer unscharfen Messung entnommen werden können. Nachfolgend wird die Bestimmung der für diese Resultate benötigten POCS-Parameter diskutiert.

3.4.5 Systemanalyse und Parameterwahl

Die Bestimmung der Grenzen der Amplitudenrandbedingung

Die Auswahl der Grenzen der Amplitudenrandbedingung wurde anhand der Faktor 2 Messung vorgenommen, indem auf diese der POCS-Algorithmus für unterschiedliche Grenzen angewendet wurde. Der berechnete, relative $\text{MSE}_{2,\text{rek}} [\%]$ sowie die zugehörigen, gewählten Grenzen a und b sind in Tabelle 3.8 gegeben. Zum

Tabelle 3.8: Ermittlung der Grenzen der Amplitudenrandbedingung: Vergleich des $MSE_{2,rek}$ [%] für Faktor 2 Messung, berechnet mit POCS und verschiedenen Grenzen a und b .

Gewählte Grenzen	a	b	$MSE_{2,rek}$ [%]
Messung ohne POCS	-	-	$MSE_2 = 34,2\%$
Keine Grenzen	-	-	21,3
Maximum	-	max. Strom (g_{max})	17,2
Minimum	min. Strom (g_{min})	-	21,2
Minimum ist 0	0	-	21,3
0 und Maximum	0	max. Strom (g_{max})	17,2
<u>Max. und Min.</u>	min. Strom (g_{min})	max. Strom (g_{max})	<u>17,0</u>

Vergleich findet sich der MSE der ursprünglichen Faktor 2 Messung (MSE_2) ohne POCS-Berechnung in der ersten Zeile. Es zeigt sich, dass der $MSE_{2,rek}$ der POCS-Rekonstruktionen immer unterhalb des Ausgangsfehlers MSE_2 liegt und das Bild verbessert wird. Allerdings ergibt sich ohne Grenzen in der Amplitudenrandbedingung der verhältnismäßig größte MSE.

Durch die Begrenzung des Maximums auf den maximal gemessenen Strom ($b = g_{max}$) kann der MSE deutlich reduziert werden. Begrenzt man nur das Minimum auf den minimal gemessenen Strom ($a = g_{min}$), so resultiert dies lediglich in eine geringfügige Änderung im MSE. Die physikalisch sinnvolle Annahme, den minimalen Strom auf 0 zu begrenzen, führt nur zu einer minimalen Verbesserung. Es zeigt sich, dass die besten Ergebnisse mit der gleichzeitigen Beschränkung von $a = g_{min}$ und $b = g_{max}$ erzielt werden. Die optimalen Grenzen der Amplitudenrandbedingung ergeben sich damit zu $a = g_{min}$ und $b = g_{max}$ und kommen für alle weiteren Ergebnisse zur Anwendung.

Bestimmung des Konvergenzintervalls und der Iterationszahl

Um den Einfluss der Algorithmusparameter δ_{rel} und Z auf die Bildrekonstruktion zu zeigen, wurden Bilder mit unterschiedlichen Parameterkombinationen aus der Faktor 3 Messung (Abb. 3.29c) rekonstruiert und der $MSE_{3,rek}$ berechnet. Dabei ist ein Iterationsschritt durch Gleichung 3.24 definiert und beinhaltet wie in Abb. 3.26 dargestellt die einmalige Ausführung beider Randbedingungsprojektoren. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.30 in Abhängigkeit von Z für verschiedene δ_{rel} dargestellt.

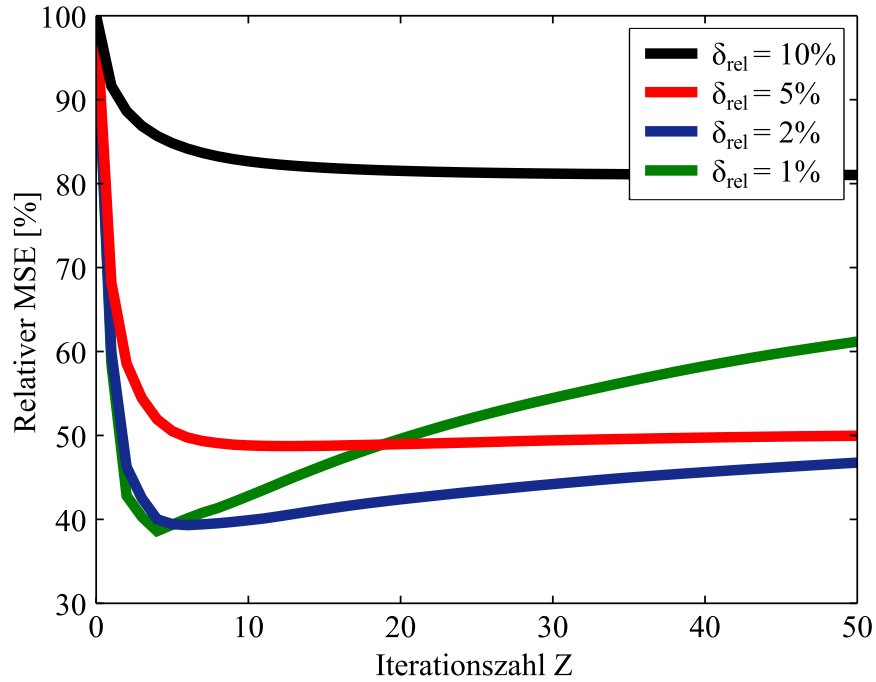


Abbildung 3.30: Relativer MSE der POCS rekonstruierten Faktor 3 Messung in Abhängigkeit der Iterationszahl Z für verschiedene Konvergenzintervalle δ_{rel} .

Wenn δ_{rel} zu klein gewählt wird (grüne Linie, $\delta_{rel} = 1\%$), so reduziert sich der $MSE_{3,rek}$ auf ca. 40 %. Dennoch muss die Iterationszahl Z exakt bestimmt werden, da $MSE_{3,rek}$ nicht im Minimum bleibt, sondern für Werte von $Z > 3$ aufgrund der Erzeugung von Bildartefakten zügig ansteigt. Diese wird nachfolgend noch genauer diskutiert. Für ein größeres Konvergenzintervall $\delta_{rel} = 2\%$ (blaue Linie) reduziert sich die Artefaktbildung, dennoch steigt $MSE_{3,rek}$ mit steigender Iterationszahl Z an. Bei $\delta_{rel} = 5\%$ (rote Linie) tritt eine Sättigung bei $MSE_{3,rek} = 49\%$ ein, und der MSE steigt mit weiteren Iterationen nicht mehr an. Diese Eigenschaft ist für das System äußerst wichtig, da die optimale Iterationszahl unter realen Messbedingungen aufgrund von Rauschen und wechselnden Proben variieren kann. Wählt man δ_{rel} zu groß (schwarze Linie, $\delta_{rel} = 10\%$), so tritt zwar eine Sättigung für große Z ein, aber der $MSE_{3,rek}$ wird nur geringfügig auf ca. 80% reduziert.

Im Allgemeinen zeigt sich, dass eine MSE-Sättigung mit steigender Iterationszahl Z durch die Wahl von δ_{rel} eingestellt werden kann. Dadurch wird die genaue Anzahl der Iterationen Z weniger wichtig, und das System ist robuster gegen die beobachtete Artefaktbildung. Des Weiteren ist eine Abbruchbedingung (oder eine festgelegte Iterationszahl) nicht mehr erforderlich um dem Algorithmus zu beenden. Wie die anhand von Abb. 3.30 diskutierten Ergebnisse zeigen, kann dies dazu führen, dass

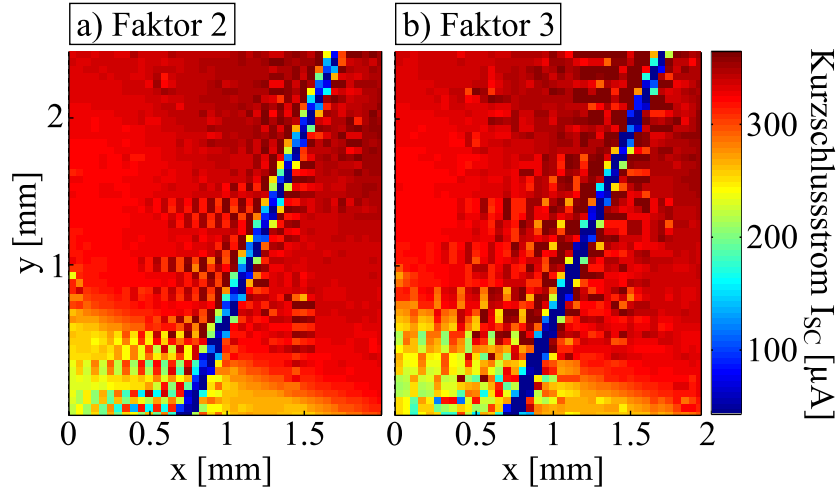


Abbildung 3.31: Beispiele für entstehende Bildartefakte durch den POCS Algorithmus. Bildausschnitte für a) Faktor 2 und b) Faktor 3 POCS Rekonstruktionen mit $N = 50$ und $\delta_{rel} = 0,5\%$.

das absolut mögliche Fehlerminimum in der Praxis zugunsten der Stabilität des Algorithmus nicht ganz erreicht wird.

Die zuvor diskutierten Bildartefakte bei kleinen Konvergenzintervallen sind in Abb. 3.31 anhand von zwei Beispielen dargestellt. Die Abbildung zeigt den linken, unteren Ausschnitt einer POCS-Bildrekonstruktion der zuvor beschriebenen Messungen für Faktor 2 und 3 (siehe Abb. 3.29). Diese wurden mit einem absichtlich klein gewählten Konvergenzintervall $\delta_{rel} = 0,5\%$ nach $N = 50$ Iterationen berechnet. Die entstehenden Artefakte stören das Bild in allen Bildbereichen, sind aber am deutlichsten als periodische Linien parallel zum Kontaktfinger im Zentrum des Bildes ausgeprägt. Des Weiteren zeigen diese Artefaktlinien eine Abhängigkeit von der PSF-Matrixgröße: Für Faktor 2 (3.31a) und Matrixgröße 2×2 zeigt sich eine Linien-Periodizität von 2 Pixeln, für Faktor 3 (3.31b) mit Matrixgröße 3×3 von 3 Pixeln. Dieser Zusammenhang belegt, dass die Bildartefakte durch den Algorithmus entstanden sind.

3.4.6 Praktische Anwendung der SR-Methode in LS-Systemen

Es konnte durch die erstmalige Anwendung des POCS-Algorithmus in einem LS-System gezeigt werden, dass die SR-Bildrekonstruktion eine Verbesserung der Auflösung von LS-Systemen ermöglicht. Zusammenfassend zeigen die Resultate zur Auswahl der Parameter, dass MSE und Bildartefakte durch eine geschickte Parameterwahl so abgestimmt werden müssen, dass bei einem möglichst niedrigen MSE keine

Bildartefakte entstehen. Für eine spätere Anwendung des POCS-SR-Algorithmus in LS-Systemen muss daher eine Systemkalibrierung über eine HR-Referenzmessung zusammen mit künstlichen, auflösungsreduzierten Messungen erfolgen, um die Parameter des Systems wie in Abschnitt 3.4.5 diskutiert einzustellen. Zusätzlich muss die PSF \hat{H} des Systems gemessen oder abgeschätzt werden. Sind diese Parameter bestimmt, so kann die Auflösung an das Limit des LS Systems gebracht und Messungen mit dem SR-LS-System können mit insgesamt verbesserter Systemauflösung durchgeführt werden.

Diese Technik ist prinzipiell in allen LS-Systemen mit einer Limitierung der Auflösung durch den Lichtfleckdurchmesser ($\Delta s < d_{1/e^2}$) anwendbar. Dabei muss die Wahl des Rasterabstandes und des Lichtfleckdurchmessers unter bestimmten geometrischen Verhältnissen erfolgen (siehe Abschnitt 3.4.3). Da sowohl Daten- als auch Amplitudenrandbedingung in Abhängigkeit des Messbereichs angepasst werden,⁸ ist die anschließende digitale Bildrekonstruktion unabhängig von der tatsächlich bestimmten Messgröße und daher für alle LS-Systeme geeignet.

⁸ Weiterführende Informationen zur Parameteranalyse sind in der Bachelorarbeit von Kevin Neumann [98] zu finden.

4 Anwendungsbeispiel: Analyse von Solarzellen mit Emitter aus Siliziumnanopartikeln

Die Photovoltaik (PV) ist eine Technologie zur direkten Umwandlung von Licht- bzw. Sonnenenergie in elektrisch nutzbare Energie. Zur Reduzierung des Erzeugungspreises (die sog. Stromgestehungskosten) von PV-Anlagen ist eine möglichst umfassende Charakterisierung der produzierten Solarzellen essentiell, sodass deren Herstellungsprozess optimiert werden kann. Im folgenden Kapitel wird die Anwendung des entwickelten OBIC-Messplatzes zur Analyse und Optimierung eines Herstellungsprozesses am Beispiel eines alternativen Verfahrens zur Erzeugung der Emitterdotierung einer Solarzelle aus laserbearbeiteten Siliziumnanopartikeln demonstriert.

Die Emitterdotierung einer Solarzelle wird üblicherweise durch ein Hochtemperatur-Diffusionsverfahren oder durch die deutlich kostenintensivere Ionenimplantation erzeugt [28, S. 167]. Eine neuartige Methode ist die Verwendung von dotierten Siliziumnanopartikeln (Si-NP) zur Erzeugung des Emitters [24]. Diese werden dabei in ein Lösemittel gebracht und über Druck- oder Belackungsprozesse entstehen dünne NP-Schichten auf der Oberfläche eines Substrats [106, 107]. Durch eine Laserbehandlung werden diese Schichten mit einem lokalen und damit energieeffizienten Energieeintrag aufgeschmolzen, und die Dotierung durch Flüssigphasendiffusion mit in das Substrat eingebracht. Dieser Prozess ist skalierbar und bietet sowohl in der NP-Erzeugung [108] als auch im Beschichtungsverfahren bzw. der Versinterung das Potential zur Energie- und Kostenersparnis.

Diese Solarzellen sind im Labormaßstab technologischen Prozessschwankungen unterworfen, die statistisch relevante Aussagen bzw. die Prozessoptimierung erschweren [24, 109]. Durch OBIC-Messungen und mit der entwickelten Methode der lateralen Variation eines Parameters ist es möglich, den Einfluss von unterschiedlichen, schwankungsbehafteten Prozessparametern auszublenden, und einzelne Para-

meter zu untersuchen. Des Weiteren können lokale Prozessfehler anhand von OBIC-Messungen erkannt und vermieden werden.

Inhaltliche Gliederung des Kapitels

In Kapitel 4.1 erfolgt eine Einordnung der Solarzellen mit Emitterdotierung durch lasergesinterte Si-NP anhand von Strom-Spannungs-Kennlinien und Quanteneffizienzmessungen. Die Ergebnisse liefern zunächst integrale Parameter bzw. tiefenabhängige Informationen. Durch die Hinzunahme von orts aufgelösten OBIC-Messungen werden in Abschnitt 4.2 Prozessfehler analysiert, und in Abschnitt 4.3 der Einfluss der einzelnen Prozessparameter auf die Solarzellen durch die Methode der lateralen Variation eines Parameters aufgezeigt. Abschließend werden in Abschnitt 4.4 weitere, thermoelektrische Anwendungsbeispiele der OBIC-Methode diskutiert.

4.1 Einordnung der Solarzellen mit Si-NP-Emitter

Vor der detaillierten OBIC-Charakterisierung der Solarzellen mit Si-NP-Emitterstruktur werden diese nachfolgend anhand von Strom-Spannungs-Kennlinie sowie externer und interner Quanteneffizienz analysiert.

4.1.1 Prinzipieller Aufbau und Herstellung der Solarzellen

Der prinzipielle Aufbau der Solarzellen ist in Abb. 4.1 dargestellt. Die Basis bildet ein quadratisches, poliertes, monokristallines, [100]-orientiertes Siliziumsubstrat mit 10 mm Seitenlänge und 250 μm Dicke. Das n -dotierte Substrat (Dotierstoff: Phosphor) besitzt eine Dotierstoffkonzentration von $N_A = 1 \cdot 10^{15}$ bis $4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Auf diese Basis wird eine p -dotierte Schicht aus Si-Nanopartikeln (Dotierstoff: Bor) aufgebracht und durch einen Laserprozess aufgeschmolzen, wobei sich der Dotierstoff durch einen Flüssigphasendiffusionsprozess in einer oberflächennahen Schicht ($< 1 \mu\text{m}$) mit einer Dotierstoffkonzentration von $N_E \approx 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (siehe Abb. A.4, [107]) verteilt. Die so erzeugte pn -Diode wird beidseitig mit Aluminium bedampft. Dabei besteht der Vorderseitenkontakt zur späteren Beleuchtung der Zelle aus einer Kontaktfingerstruktur, während die Rückseite vollflächig metallisiert ist.

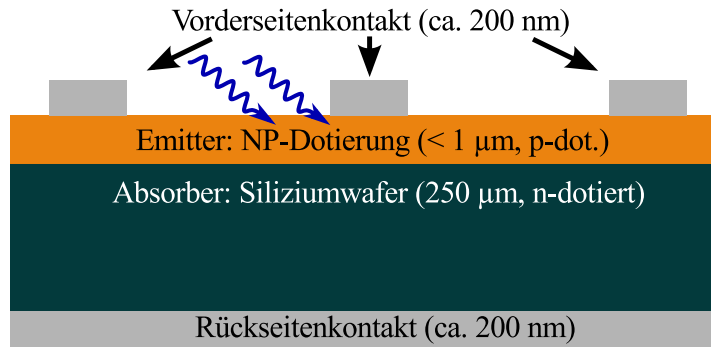


Abbildung 4.1: Prinzipieller Aufbau der hergestellten Si-NP-Solarzellen, bestehend aus Vorder- und Rückseitenmetallisierung, Emitterdotierung aus laserprozessierten Siliziumnanopartikeln sowie einem Siliziumwafer als Absorber.

Der Herstellungsprozess der Solarzellenstruktur umfasst folgende Schritte [24]:

1. Reinigung der Siliziumwafer in Aceton, Isopropanol und deionisiertem Wasser
2. Oxidentfernung und Wasserstoffpassivierung durch Flusssäure (HF)
3. Rotationsbeschichtung der Substrate mit Si-Nanopartikeldispersion
4. Oxidentfernung an der Oberfläche der Si-NP durch Flusssäure (HF)
5. Behandlung der Si-NP-Schicht mit gepulstem UV-Laser ($\lambda = 248\ \text{nm}$) zur Erzeugung des Emitters
6. Oxidentfernung an der Vorder- und Rückseite durch Flusssäure (HF)
7. Metallisierung von Vorder- und Rückseite durch thermisches Verdampfen von Aluminium

Die einzelnen Prozessschritte sind in Anhang A.3 ausführlich beschrieben.

4.1.2 Strom-Spannungskennlinie und Wirkungsgrad

Zur Analyse und Einordnung der erzeugten Solarzellen mit homogener Emittersstruktur wurden Strom-Spannungs-Kennlinien an einem Solarsimulator [110] der Firma Wacom unter Beleuchtung und im Dunkeln aufgenommen. Die Messungen wurden unter Standardtestbedingungen (STC, engl. *Standard Test Conditions*) bei $T \approx 25\ ^\circ\text{C}$ und mit einer mittleren Lichtleistungsdichte von $\approx 1000\ \text{W m}^{-2}$ durchgeführt. Das auf die Solarzelle emittierte Spektrum entspricht dabei näherungsweise dem Normspektrum Standardwert der Luftmasse für Zenitwinkel $48,2^\circ$ (engl. *Air Mass 1.5 Global*, AM1,5G) [111]. Die Kennlinien wurden anhand des Eindiodenmodells (siehe

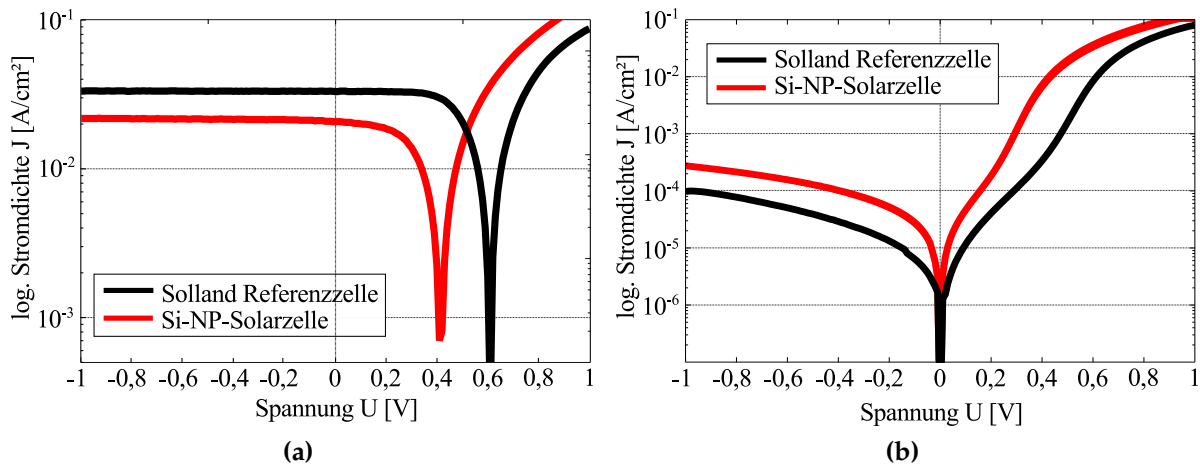


Abbildung 4.2: Vergleich einer Solland Referenzzelle (schwarz) und einer hergestellten Si-NP-Solarzelle (rot): a) Hellkennlinien, b) Dunkelkennlinien.

Abschnitt 2.2.5) mit Hilfe eines automatisierten Matlab-Programms zur Ermittlung der Solarzellenparameter ausgewertet und der Wirkungsgrad (siehe Abschnitt 2.2.6) bestimmt. Das Matlab-Programm ist im Anhang A.2 beschrieben.

Eine repräsentative Hellkennlinie ist in logarithmischer Darstellung für eine hergestellte Si-NP-Solarzelle (rot) sowie von einer industriell gefertigten, multikristallinen Solarzelle (Solland Solar, schwarz) in Abb. 4.2a gegeben. Letztere dient als Referenz für die bestimmten EQE- und IQE-Kurven, welche im folgenden Abschnitt besprochen werden. Die zugehörigen Dunkelkennlinien finden sich in Abb. 4.2b. Die anhand des Eindiodenmodells aus den Hellkennlinien ermittelten Parameter sind in Tabelle 4.1 gegeben.

Die Referenzzelle weist einen höheren Wirkungsgrad als die Solarzelle mit Si-NP-Emitterdotierung auf. Dieser schwankt prozessbedingt von 2 bis 6 %.⁹ Der verringerte Parallelwiderstand R_P lässt auf lokale Kurzschlüsse bzw. Inhomogenitäten im Emitter und der RLZ schließen, wohingegen der Serienwiderstand R_S etwas geringer ausfällt, und damit auf eine geringfügig bessere Kontaktierung der Si-NP Solarzellen hinweist. Der geringere Füllfaktor ist ein Resultat der geringeren Kurzschlussstromdichte J_{SC} und offenen Klemmspannung U_{OC} . Die erhöhte Sättigungsstromdichte J_0 wirkt sich auch auf die offene Klemmspannung aus, sodass beide auf eine erhöhte Rekombination in der Solarzelle hinweisen. Auch liegt der Idealitätsfaktor deutlich über den in der Literatur als üblich angegebenen Werten von 1 bis 2 [28]. Diese Er-

⁹ Dies wurde durch Sven Reschke in seiner Bachelorarbeit ausführlich dokumentiert [109].

Tabelle 4.1: Solarzellenparameter aus Hell- und Dunkelkennlinie für Solland Referenzzelle und einer Solarzelle mit Emitterdotierung durch lasergesinterte, p-dotierten Si-NP auf n-dotiertem Siliziumsubstrat.

Parameter	Solland Referenzzelle	Si-NP-Emitter Solarzelle
η [%]	12,3	4,3
FF [%]	61,4	50,0
R_P [$\Omega \text{ cm}^2$]	2465,4	1040,1
R_S [$\Omega \text{ cm}^2$]	3,9	3,3
J_{SC} [mA cm^{-2}]	33,0	20,7
U_{OC} [V]	0,609	0,415
n	1,08	2,81
A [cm^2]	0,78	0,87
J_0 [mA cm^{-2}]	$4,3 \cdot 10^{-4}$	$5,8 \cdot 10^{-3}$

gebnisse sind im Einklang mit den durch M. Meseth gezeigten Ergebnissen [24].

Im nächsten Abschnitt werden anhand eines theoretischen Modells der internen Quanteneffizienz mögliche Ursachen für die erhöhte Rekombination und den geringeren Wirkungsgrad diskutiert.

4.1.3 Modellanalyse der internen Quanteneffizienz

Die externe und interne Quanteneffizienz (EQE und IQE) geben Aufschluss über Verlustmechanismen innerhalb der Solarzelle. Im Anhang A.4 ist die Bestimmung der EQE und IQE dargelegt, und der im Rahmen dieser Arbeit entstandene, zugehörige Messplatz erläutert. Des Weiteren ist das entwickelte Modell zur theoretischen Berechnung der IQE in A.5 gegeben. Es basiert auf der Unterteilung der Solarzelle in drei Bereiche: Emitter, RLZ und Absorber (siehe Abschnitt 2.2.8 sowie Abb. 2.7). Das Modell ermöglicht es, mit konkreten Material- und Geometrieparametern die IQE theoretisch zu berechnen. Die Modellergebnisse für den Aufbau der hergestellten Solarzellen mit Si-NP-Emitterdotierung (siehe auch Abschnitt 4.1.1) werden nachfolgend diskutiert.

Abbildung 4.3 zeigt die anhand des Modells berechnete, gesamte IQE (schwarz gestrichelt), sowie die anteilige IQE-Kurven der einzelnen Solarzellenbereiche für Emitter (grün gestrichelt), RLZ (blau gestrichelt) und Absorber (rot gestrichelt). Dabei wurde der Idealfall angenommen, dass die Diffusionslängen unendlich groß

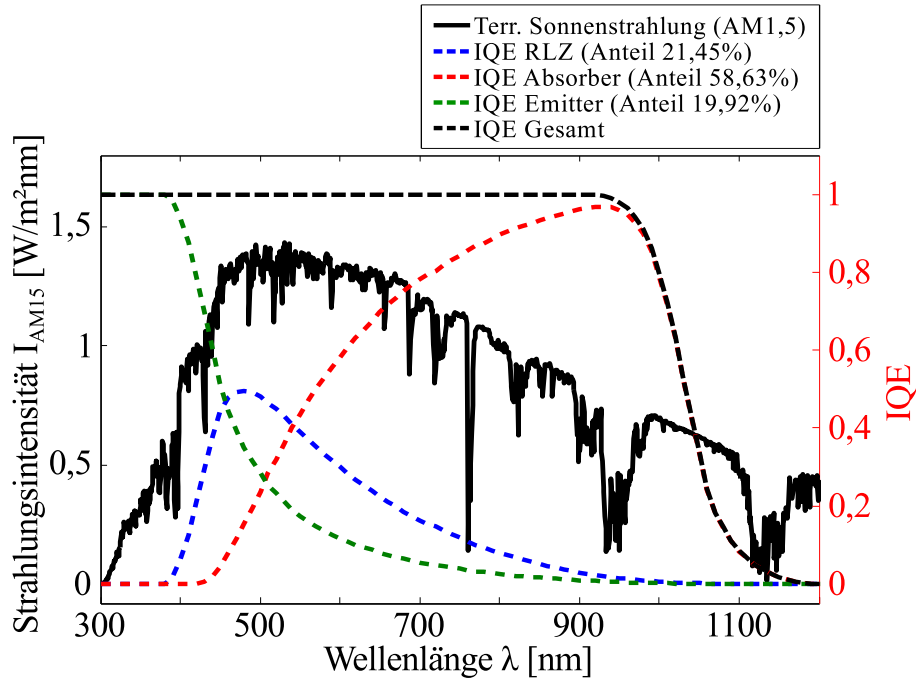


Abbildung 4.3: Nach dem entwickelten Modell berechnete IQE für Emitter, RLZ und Absorber mit überlagertem AM 1,5 Sonnenspektrum zur Abschätzung der anteiligen Absorption in den einzelnen Bereichen.

sind ($L_A \rightarrow \infty$, $L_E \rightarrow \infty$) und die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten gegen Null tendieren ($S_A = 0 \text{ cm s}^{-1}$, $S_E = 0 \text{ cm s}^{-1}$). Als Geometriegrößen wurden $H_E = 300 \text{ nm}$, $H_A = 250 \text{ } \mu\text{m}$ sowie $W = 1,06 \text{ } \mu\text{m}$ angenommen (siehe Abb. 2.7), als Dotierung wurde $N_E \approx 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ und $N_A = 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ verwendet. Die Auswahl dieser Größen ist im Anhang A.5.1 erläutert.

Die terrestrische, spektrale Strahlungsintensität $I_{AM15}(\lambda)$ (AM1,5G) [111] ist gemeinsam mit der berechneten IQE (schwarze Linie) dargestellt, um die anteilige, spektrale Absorption in den verschiedenen Solarzellenbereichen zu zeigen. Die absorbierte Strahlungsintensität im Emitter $I_{E,tot}$, in der RLZ $I_{RLZ,tot}$ und im Absorber $I_{A,tot}$ ergibt sich mit der zugehörigen IQE zu

$$I_{E,tot} = \sum_{\lambda} IQE_E(\lambda) \cdot I_{AM15}(\lambda), \quad (4.1)$$

$$I_{RLZ,tot} = \sum_{\lambda} IQE_{RLZ}(\lambda) \cdot I_{AM15}(\lambda), \quad (4.2)$$

$$I_{A,tot} = \sum_{\lambda} IQE_A(\lambda) \cdot I_{AM15}(\lambda). \quad (4.3)$$

Die in der Zelle insgesamt absorbierte Strahlungsintensität ist dann gegeben als:

$$I_{\text{tot}} = \sum_{\lambda} \text{IQE}(\lambda) \cdot I_{\text{AM15}}(\lambda). \quad (4.4)$$

Berechnet man daraus den Anteil der absorbierten Strahlung in Emitter, RLZ und Absorber für die errechnete IQE in Abb. 4.3, so ergibt sich:

$$A_E = \frac{I_{E,\text{tot}}}{I_{\text{tot}}} = 19,9 \%, \quad (4.5)$$

$$A_{\text{RLZ}} = \frac{I_{\text{RLZ},\text{tot}}}{I_{\text{tot}}} = 21,5 \%, \quad (4.6)$$

$$A_A = \frac{I_{A,\text{tot}}}{I_{\text{tot}}} = 58,6 \%. \quad (4.7)$$

Es zeigt sich, dass der gemeinsame Anteil von Emitter und RLZ mit 41,4 % größer ist, als deren verhältnismäßig kleine Dicke ($H_E + W = 1,36 \mu\text{m}$) im Bezug auf die Dicke des Absorbers ($H_A = 250 \mu\text{m}$) zunächst annehmen lässt. Dies liegt darin begründet, dass nach Lambert-Beer (siehe Gleichung 2.11) auch Anteile des langwelligen Spektralbereichs im Emitter und in der RLZ absorbiert werden, auch wenn die gegebene Eindringtiefe d_E größer als deren Dicke ist. Dies unterstreicht die Notwendigkeit der Reduzierung von Rekombinationszentren an der Oberfläche bzw. im Emitter und in der RLZ. Im Falle der nachfolgend gezeigten Solarzellen mit Si-NP-Emitterdotierung wird die Güte von Emitter und RLZ durch den Herstellungsprozess des Emitters (siehe Abschnitt A.3) definiert.

Um den Einfluss der Emitterdicke auf die IQE zu untersuchen, wurde diese im Bereich von gemessenen Dotiertiefen der Emitterstrukturen (siehe Anhang, Abb. A.4) von 100 bis 300 nm variiert, und die Ergebnisse in Abb. 4.4a dargestellt. Eine Variation um 100 nm führt dabei zu starken Verschiebungen der IQE in Emitter und RLZ, wohingegen der Absorber fast unverändert bleibt. Rechnet man mit den veröffentlichten Werten des Absorptionskoeffizienten nach Green et al. [76] die wellenlängenabhängige Eindringtiefe d_E aus (siehe Gleichung 2.12), so kann man die IQE in logarithmischer Abhängigkeit von d_E abtragen, wie in Abb. 4.4b gezeigt. Hierbei tritt der Einfluss der Emitterdicke deutlicher hervor, und man erkennt für dickere Emitter-schichten eine Verbreiterung des Emitterbereichs (grüne Linien), da auch Photonen mit größeren Eindringtiefen im Emitter absorbiert werden. Daher ist es möglich, eine Aussage über die Emitterdicke anhand des Vergleichs von IQE-Kurven zu treffen. In Abb. 4.4a und 4.4b sind die verwendeten Wellenlängen des beschriebenen OBIC-

Systems eingetragen. Diese eignen sich mit ihren unterschiedlichen Eindringtiefen (siehe Abb. 3.2a) in Silizium zur Untersuchung der verschiedenen Solarzellenbereiche. Hierbei wird deutlich, dass $\lambda = 406 \text{ nm}$ für die Charakterisierung des Emitters entscheidend ist, da Photonen dieser Wellenlänge aufgrund der geringen Absorptionstiefe hauptsächlich im Emitter absorbiert werden. $\lambda = 650 \text{ nm}$ beinhaltet neben dem Emitter den Übergangsbereich von RLZ zu Absorber, $\lambda = 808 \text{ nm}$ ist aufgrund der tiefen Absorption im Absorber bestens für dessen Charakterisierung geeignet, wohingegen der untere Absorber und die Rückseitenoberfläche der Solarzelle hauptsächlich von $\lambda = 980 \text{ nm}$ beeinflusst werden.

Ausgehend von den Modellergebnissen in Abb. 4.4a für $H_E = 300 \text{ nm}$ werden nachfolgend verschiedene Parameter variiert, um deren Einfluss auf die IQE zu demonstrieren und den Verlauf von gemessenen IQE-Kurven präziser interpretieren zu können. Zur Vereinfachung der Darstellung werden Absorber und RLZ im Folgenden als Summe gezeigt. Neben dem zu variierenden Parameter werden alle anderen Parameter als ideal angenommen: $L_A, L_E \rightarrow \infty$; $S_A, S_E = 0 \text{ cm s}^{-1}$.

Vergrößert man die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S_A an der Rückseite der Solarzelle, reduziert dies die IQE für größere Wellenlängen, wie in Abb. 4.4c dargestellt. Der Einfluss von S_A bleibt größtenteils auf den Rückseitenbereich beschränkt, da selbst für $S_A \rightarrow \infty$ erst ab $\lambda \approx 700 \text{ nm}$ eine Veränderung der IQE-Kurve zu erkennen ist. Der maximale, anteilige Intensitätsverlust V_{S_A} durch fehlende Rückseitenpassivierung (hohe Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit) kann analog zu Gleichung 4.7 berechnet werden, indem man das Verhältnis der insgesamt absorbierten Strahlungsintensität (siehe Gl. 4.4) für $S_A = 0 \text{ cm s}^{-1}$ sowie $S_A \rightarrow \infty$ bestimmt:

$$V_{S_A} = \frac{I_{\text{tot}}(S_A = 0 \text{ cm s}^{-1}) - I_{\text{tot}}(S_A \rightarrow \infty)}{I_{\text{tot}}(S_A = 0 \text{ cm s}^{-1})} = 5,0 \%. \quad (4.8)$$

Die Dotierung des Emitters N_E lässt sich in der Herstellung der im Rahmen dieser Arbeit diskutierten Solarzellen durch verschiedene Prozessparameter (Laserenergie, Repetitionsrate des Lasers, Dotierung der NP) einstellen. Dadurch kann man indirekt die Diffusionslänge L_E beeinflussen, wie im Anhang (Gleichungen A.17 und A.18) gezeigt. In Abb. 4.4d sind die Ergebnisse der Variation der Emitter-IQE in Abhängigkeit von N_E dargestellt. Die IQE der RLZ und des Absorbers wird nicht be-

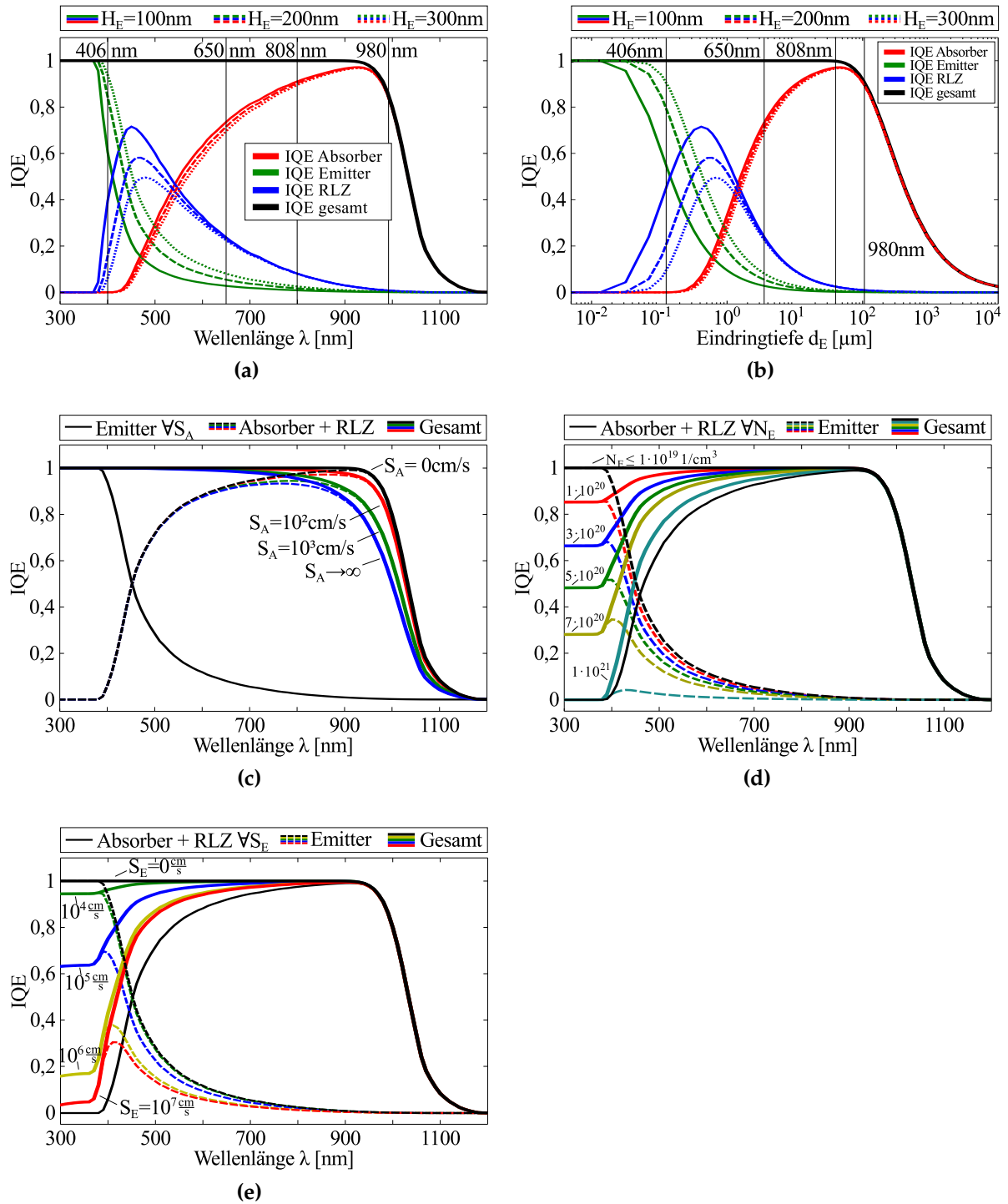


Abbildung 4.4: Modellergebnisse der berechneten IQE mit folgenden Parametern: $R = 0$, $N_{ph} = 1$, $W = 1,06 \mu\text{m}$, $H_E = 300 \text{ nm}$ und $H_A = 250 \mu\text{m}$. Idealer Fall: $L_A, L_E \rightarrow \infty$, $S_A = S_E = 0 \text{ cm s}^{-1}$ in a) über λ und in b) über d_E dargestellt. Untersuchung des Einflusses unterschiedlicher Parameter: c) S_A , d) N_E und e) S_E .

einflusst, wie auch die IQE des Emitters bis zu einer Dotierstoffkonzentration von $N_E \approx 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Im Bereich von $N_E \approx 1 \cdot 10^{20}$ bis $1 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ verringert sich die IQE im Emitter kontinuierlich von 1 auf 0. Dies zeigt die empfindliche Abhängigkeit des Emitters von der Dotierstoffkonzentration. Der maximale, anteilige Intensitätsverlust V_{N_E} ergibt sich analog zu Gleichung 4.8 zu:

$$V_{N_E} = \frac{I_{\text{tot}}(N_E \approx 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}) - I_{\text{tot}}(N_E \approx 1 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3})}{I_{\text{tot}}(N_E \approx 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3})} = 18,7\%. \quad (4.9)$$

Eine ganz ähnliche, qualitative Abhängigkeit ergibt sich für die Variation der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S_E in Abb. 4.4e. Für $S_E \rightarrow \infty$ reduziert sich die IQE im Emitter deutlich. Dies zeigt die Notwendigkeit einer Oberflächenpassivierung, um S_E zu reduzieren und die IQE zu erhöhen. Durch theoretische Betrachtung der Sättigungsstromdichte wurde in der Literatur gezeigt, dass dieser für Dotierstoffkonzentrationen von $N_E \leq 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ in Kombination mit $S_E \leq 1 \cdot 10^3 \text{ cm s}^{-1}$ minimal wird [28, S. 112]. Dies deckt sich mit den hier gezeigten Ergebnissen, da die Reduzierung der IQE im Emitterbereich für $S_E \leq 1 \cdot 10^4 \text{ cm s}^{-1}$ nur noch minimal auftritt bzw. verschwindet. Der maximale, anteilige Intensitätsverlust V_{S_E} ergibt sich analog zu Gleichung 4.8 zu:

$$V_{S_E} = \frac{I_{\text{tot}}(S_E = 0 \text{ cm s}^{-1}) - I_{\text{tot}}(S_E \rightarrow \infty)}{I_{\text{tot}}(S_E = 0 \text{ cm s}^{-1})} = 12,8\%. \quad (4.10)$$

Zusammenfassend zeigen die Modellergebnisse von N_E und S_E , dass die IQE des Emitters durch Dotierstoffkonzentration und Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit maßgeblich beeinflusst wird. Die größte Intensitätsreduktion zeigt die Variation der Dotierung ($V_{N_E} = 18,7\%$, Gleichung 4.9), die fast den kompletten, theoretisch vorhandenen Emitteranteil von $A_E = 19,9\%$ erreicht. Auch ist der Einfluss der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit im Emitter ($V_{S_E} = 12,8\%$) größer als derjenigen des Absorbers ($V_{S_A} = 5,0\%$).

4.1.4 Messungen der externen und internen Quanteneffizienz

Wie in der Beschreibung des IQE bzw. EQE-Messplatzes in A.4 ausgeführt, wurden die im Folgenden gezeigten Messungen auf das größte Maximum aller gezeigten Messungen normiert, da am Messplatz keine Solarzelle zur Kalibrierung des Systems zur Verfügung stand. Da die Messungen alle unter den gleichen Bedingungen aufgenommen wurden, sind diese relativ zueinander vergleichbar.

Zum besseren Verständnis der im Vergleich zu der kommerziellen Solarzelle reduzierten Solarzellenparameter aus Abschnitt 4.1.2 und zur Anwendung der Modellergebnisse aus Abschnitt 4.1.3, wurde die EQE der Solland Referenzzelle und einer Si-NP-Solarzelle bestimmt und sind in Abb. 4.5a gegeben. Im Emitterbereich der Si-NP-Solarzellen zeigt sich für $\lambda < 400$ nm ein stark reduziertes Plateau. Die Solland Referenzzelle hingegen weist eine durchweg größere EQE aus, im Emitterbereich fällt sie moderat in Richtung kleinerer Wellenlängen ab.¹⁰

Aufgrund der fehlenden Antireflexionsschicht der Si-NP-Solarzellen reflektieren diese einen großen Anteil der einfallenden Strahlung. Dies wird in der Reflektivitätsmessung in Abb. 4.5b deutlich. Diese wurden durch Dr. Prinz in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Axel Lorke (Experimentalphysik, Universität Duisburg-Essen) an einem Fourierspektrometer (Bruker, IFS113v) durchgeführt. Die Messungen weisen am Rand des Messbereichs (unterhalb von 400 nm) ein erhöhtes Rauschen auf. Die prozessierten Si-NP-Solarzellen besitzen keine Antireflexionsschicht und reflektieren im Mittel einen deutlich größeren Strahlungsanteil von $R \approx 35\%$ im Vergleich zu den Referenzzellen ($R \approx 4\%$). Die aus der Reflexion und der EQE berechnete IQE (siehe Abb. 4.5c) zeigt im Absorberbereich (ca. $\lambda = 500$ bis 900 nm) einen fast identischen Verlauf im Vergleich zur Sollandzelle, sodass sich die Unterschiede in der EQE hauptsächlich in der unterschiedlichen Reflexion begründen. Des Weiteren erkennt man an der Vorderseite der IQE das Plateau der Emitterschicht (unterhalb von 400 nm), das anhand der theoretischen Modellanalyse durch eine zu hohe Emittersdotierung (Abb. 4.4d), eine fehlende Passivierung und damit zu hohe Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (Abb. 4.4e), oder eine Kombination aus beiden Einflüssen zu erklären ist.

Nimmt man die Lebensdauer $\tau_A \rightarrow \infty$ sowie Diffusionslänge L_A im Absorber aufgrund der niedrigen Dotierstoffkonzentration ($N_A = 1 \cdot 10^{15}$ bis $4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) idealer

¹⁰ Weitere Experimente zur Beeinflussung der EQE durch Veränderung von Prozessparametern sind in den Bachelorarbeiten von Scarlett Hemken to Krax, Semih Türk und Alexander Schug zu finden [112–114].

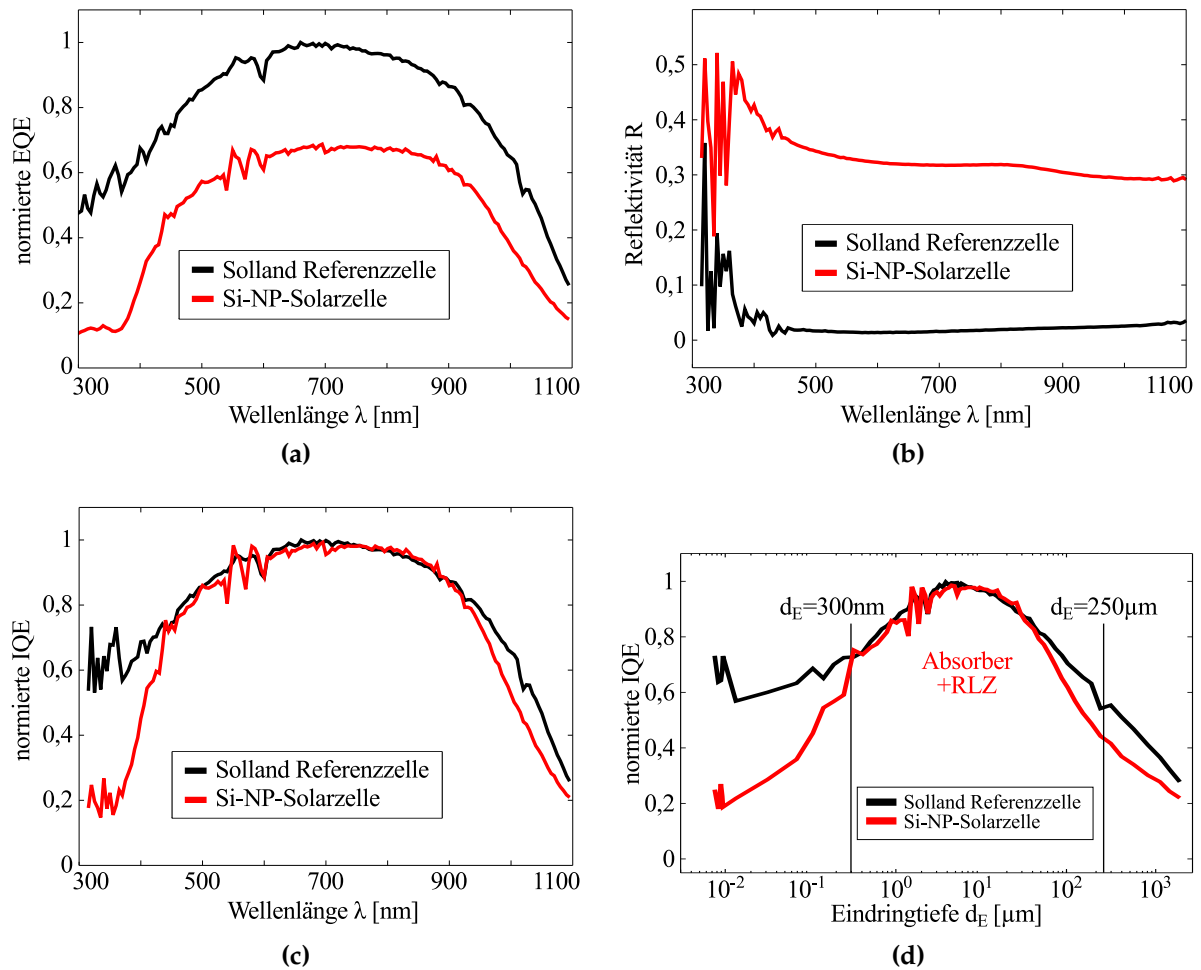


Abbildung 4.5: Vergleich der hergestellten Solarzelle mit Si-NP-Emitterdotierung und kommerzieller, multikristalliner Referenzzelle: a) Externe Quanteneffizienz, b) Reflektivität, c) Interne Quanteneffizienz, d) IQE über Eindringtiefe d_E .

Weise als unendlich an, so lässt die an der Zellenrückseite ($\lambda > 900 \text{ nm}$) im Vergleich zur Referenzzelle geringfügig reduzierte IQE auf eine erhöhte Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit S_A schließen (vergleiche Abb. 4.4c).

Die Modellrechnungen aus Abschnitt 4.1.3 (Abb. 4.4b) zeigen, dass die Emitterdicke den IQE-Anteil des Emitters in Abhängigkeit der Wellenlänge vergrößert oder verkleinert. In Abb. 4.5d ist die IQE über der log. Eindringtiefe d_E in kristallinem Silizium dargestellt, und es ergibt sich ein Emitterbereich bis zu einer Eindringtiefe von $d_E \approx 300 \text{ nm}$. Dies deckt sich mit der durch ECV-Messung bestimmten Dotiertiefe, die an einer vergleichbaren Probe nachgewiesen wurde (siehe Abb. A.4, Laserenergie $E_P = 6,6 \text{ mJ}$, grüne Kurve). Auch bestätigt sich, dass Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit für die Reduzierung in der IQE (bei ca. $\lambda > 900 \text{ nm}$) verantwortlich ist, da bei einer Eindringtiefe von $d_E = 250 \text{ }\mu\text{m}$ die Rückseite der Zelle erreicht ist. Diese befindet sich zentral innerhalb des im Vergleich zur Solland-Referenzzelle reduzierten Bereichs.

4.2 OBIC-Prozessoptimierung durch Fehleranalyse

Durch die Analyse von I - U -Kennlinie sowie EQE und IQE konnte nachgewiesen werden, dass Emitterdotierung, Emitterdicke und lokale Verunreinigungen innerhalb der Emitterschicht die Si-NP-Solarzelle entscheidend beeinflussen. Dies kann den Wirkungsgrad des Bauteils deutlich reduzieren, da 41,4 % der eingestrahnten Lichtintensität im Emitter und der RLZ der Solarzellen absorbiert und umgesetzt werden (siehe Gl. 4.7). Die theoretische Modellanalyse und Messung der IQE in Abschnitt 4.1.3 und 4.1.4 haben dies bestätigt. Die Optimierung des Verfahrens zur Herstellung des Emitters (und damit auch der RLZ) ist daher entscheidend für die Qualität der hergestellten Si-NP-Solarzellen, und soll im Folgenden anhand von OBIC-Messungen erfolgen.

Die Prozessierung der Solarzellen im Labormaßstab lässt im Vergleich zu industriellen Standardprozessen Raum für alternative Prozessabläufe, schafft damit aber Möglichkeiten für zusätzliche Fehlerquellen. Durch OBIC-Messungen ist es möglich, laterale Fehler zu identifizieren, und den komplexen Herstellungsprozess (siehe Anhang A.3) entsprechend zu optimieren. Dies wird im Folgenden anhand von Beispielen gezeigt. Als akzeptabler Kompromiss zwischen Messdauer und Auflösung wurden die in diesem Kapitel gezeigten OBIC- oder OBIV-Messungen mit einem Rasterabstand

(bzw. Auflösung) von $\Delta s = 40$ bis $80\ \mu\text{m}$ aufgenommen, was bei einer Solarzellen-seitenlänge von ca. 1 cm einer Messpunktanzahl von 20 000 bis 100 000 und einer daraus resultierenden Messzeit von 2 bis 5 h entspricht. Weitere technische Details zu den gezeigten OBIC-Messungen finden sich im Anhang A.6.

Zur weiteren Analyse des Herstellungsprozesses wurden Fotos mit einer Spiegelreflexkamera an einem Balgengerätes aufgenommen. Zur Untersuchung der Probenoberfläche steht ein Olympus BH-2 Lichtmikroskop (Objektivvergrößerungen: 5x, 10x, 20x, 50x, 100x) sowie ein Rasterelektronenmikroskop (REM) der Firma JEOL (JSM 7500-F) zur Verfügung. Dabei wurde eine Beschleunigungsspannung von 5 kV und ein Emissionsstrom von $10\ \mu\text{A}$ gewählt. Zur Bestimmung der Schichtdicke der aufgeschleuderten Nanopartikelschichten kommt ein Profilometer (AMBIOS XP-200) zum Einsatz.

Sofern nicht anders angegeben, wurden für alle Proben folgende Rotationsparameter (siehe Anhang A.3, Schritt 3) zur Herstellung der NP-Schichten verwendet: $\omega = 8000\ \text{U/min}$, $c_G = 14\ \%$, $t = 20\ \text{s}$. Diese Parameter wurden durch Sven Reschke im Rahmen seiner Bachelorarbeit ermittelt und resultieren in eine mittels Profilometer bestimmte Schichtdicke von ca. 400 nm, die prozessbedingt aufgrund von Dispersion und Beschichtungsprozess variieren kann [109, 114].

4.2.1 OBIV-Fehleranalyse des Prozesses

Ausgehend von NP-Schichten, deren Oberfläche und Dicke der nach der Rotationsbeschichtung (siehe Anhang A.3, Schritt 3) homogen und gleichmäßig ist, wurde der Herstellungsprozess der Emitterschicht durch Fotos und OBIV-Messungen analysiert. Damit können Fehler in der weiteren Prozessierung verfolgt und deren Auswirkung auf die Funktionsweise der fertig prozessierten Solarzelle gezeigt werden. Am Beispiel einer Probe wird diese Fehlerzuordnung in Abb. 4.6 demonstriert. Die Probe zeigt nach der HF-Behandlung (siehe Abschnitt 4.1.1, Schritt 4) in Abb. 4.6a Oberflächeninhomogenitäten in der rechten oberen und unteren Ecke (rote und gelbe Markierung). Diese Schichtfehler entstanden während des HF-Ätzschritts zur Entfernung der Si-NP-Oxidhülle.

Im Falle des gelb markierten Defektes ist wahrscheinlich, dass die Schicht durch das unbeabsichtigte Aufsetzen der Pinzette beschädigt wurde, und Partikel abgekratzt wurden. Im Falle des roten Defekts ist zu vermuten, dass es während des HF-Ätzschrittes zur teilweisen Ablösung der Partikel gekommen ist. Die Fehler zeigen

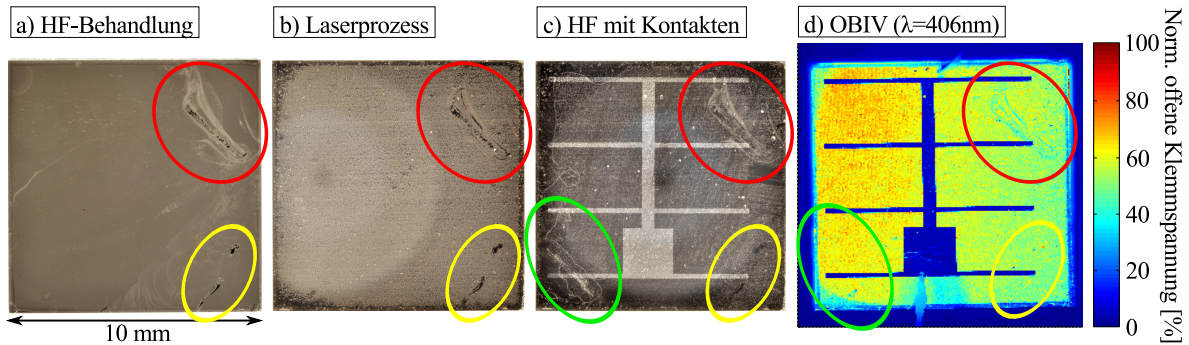


Abbildung 4.6: Beispiel für Fehlerdokumentation durch Fotos und OBIV-Messungen. Analyse von Oberflächenstrukturen, die bei der HF-Behandlung der NP-Schicht entstanden sind: a) Foto nach HF-Ätzprozess, b) Foto nach Lasersinterprozess, c) Foto nach Aufbringen der Kontakte, d) OBIV-Messung des Emitters ($\lambda = 406 \text{ nm}$).

sich auch in Abb. 4.6b nach der Lasersinterung der Si-NP mit $E_P = 7,5 \text{ mJ}$ (siehe Abschnitt 4.1.1, Schritt 5), in Abb. 4.6c nach dem HF-Ätzschritt (Schritt 6) und nach dem Aufdampfen des Oberseitenkontaktes (Schritt 7). Durch den HF-Ätzschritt entstehen weitere Unregelmäßigkeiten in der linken unteren Ecke der Probe (grüne Markierung), die wahrscheinlich in einem unregelmäßigen Trocknungsprozess begründet sind.

Anhand der fotografierten Oberfläche lässt sich noch keine Aussage über den Einfluss von optisch sichtbaren Prozessfehlern auf das entstehende Bauteil machen. Durch Vergleich mit einer OBIV-Messung der Probe (Abb. 4.6d) zeigt sich, wie stark der Einfluss der Inhomogenitäten ist. So zeigt der mit rot markierte Fehler eine deutlich reduzierte offene Klemmspannung, während die anderen prozessbedingten Inhomogenitäten (grün und gelb markiert) sich kaum auf die OBIV-Messung auswirken, und somit rein optische Verunreinigungen durch die HF-Behandlung darstellen. Des Weiteren zeigt sich ein Spannungsgradient, der von links nach rechts schwächer wird, sowie eine reduzierte Spannung am Rand der Probe, die durch eine dickere Si-NP-Schicht am Rand¹¹ und dort auftretende, verstärkte Ladungsträgerrekombination über den Rand der Probe entsteht.

¹¹ Diese Randinhomogenitäten der Schichtdicke sind im Anhang A.3.2 beschrieben.

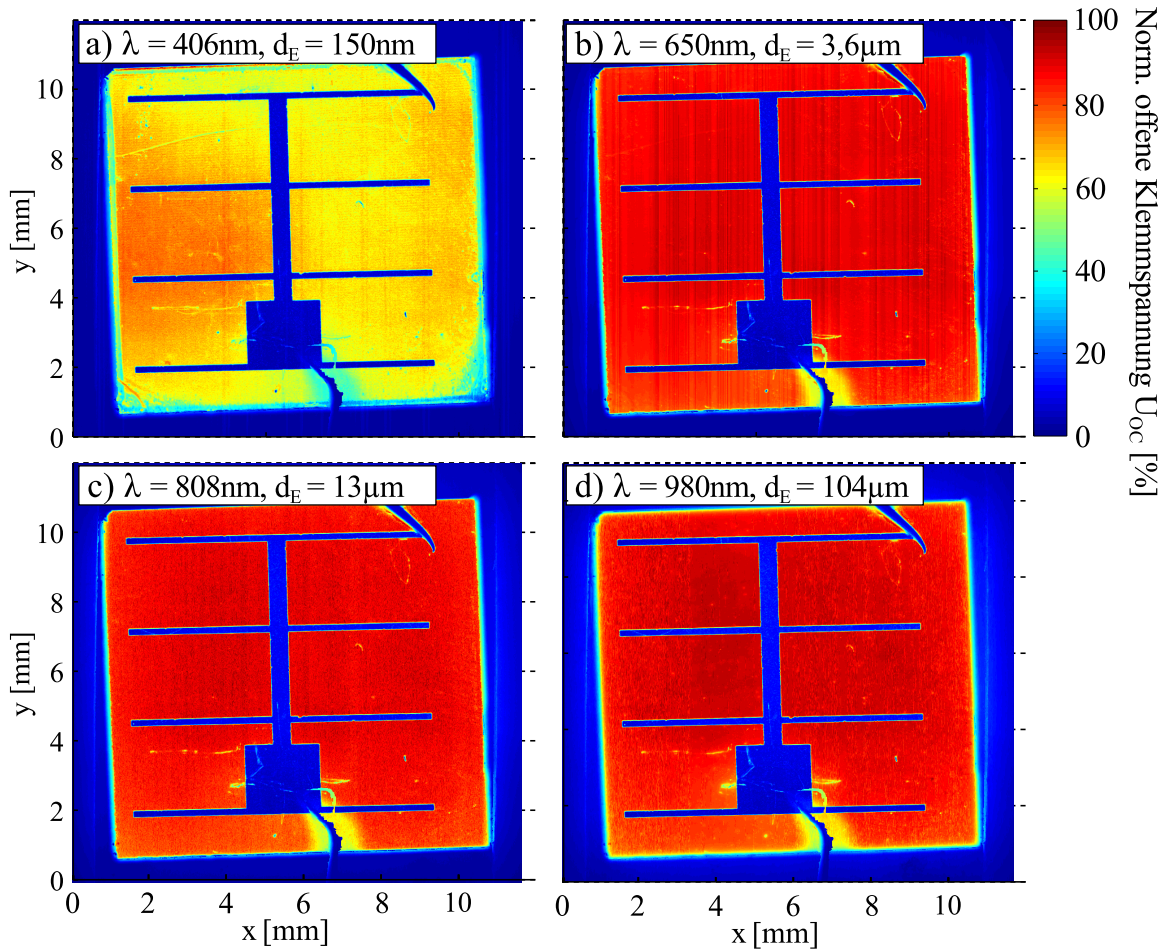


Abbildung 4.7: OBIV-Messungen in relativer Farbskala, normiert auf das Maximum, für unterschiedliche Wellenlängen bzw. Bereiche der Solarzelle: a) Emitterbereich, $\lambda = 406 \text{ nm}$, b) RLZ-Bereich, $\lambda = 650 \text{ nm}$, c) Absorberbereich, $\lambda = 808 \text{ nm}$, Rückseite der Solarzelle, $\lambda = 980 \text{ nm}$.

4.2.2 Tiefenabhängige OBIV-Analyse von Emitter, RLZ und Absorber

Durch die Prozessoptimierung können Fehlerquellen mit Hilfe des OBIC-Systems aufgespürt und für weitere Prozesse vermieden werden. Damit lassen sich Zellen mit minimalen lateralen Schichtinhomogenitäten herstellen. Ein typische OBIV-Messung einer solchen Probe ist in Abb. 4.7 gegeben.

Abb. 4.7a zeigt eine OBIV-Messung mit $\lambda = 406 \text{ nm}$, die primär den Emitter der Solarzelle wiedergibt (siehe auch IQE-Ergebnisse in Abb. 4.4a). Der Emitterbereich besitzt ein recht homogenes Spannungsbild ohne erkennbare Prozessfehler sowie einen Abfall der Spannung von der linken zur rechten Probenseite von $\approx 80 \%$ auf $\approx 60 \%$.

Für die tiefer liegenden Schichten im Bereich der RLZ (Abb. 4.7b, $\lambda = 650$ nm), des Absorbers (4.7c, $\lambda = 808$ nm) und der Rückseite der Zelle (4.7d, $\lambda = 980$ nm) ergibt sich keine solche Abhängigkeit und ein deutlich homogeneres Spannungsbild, dessen Werte lediglich im Bereich von 90 bis 100 % schwankt. Dies liegt darin begründet, dass die verwendeten Substrate homogen dotiert und einkristallin sind, sodass dort keine lokalen Defekte auftreten. Feine Linien in der Nähe des großflächigen Kontaktes sind Kratzer auf der Oberfläche, die durch die Kontaktierung mit der Messspitze entstanden sind. Sie zeigen in allen OBIV-Messungen eine reduzierte Spannung, und verursachen damit Verluste durch Reflexion oder eine reduzierte Güte des lokalen pn -Übergangs.

4.2.3 OBIV-Analyse einer Probe mit gebogener Oberfläche

Durch M. Meseth wurde eine alternative Versinterung der Nanopartikelschicht durch einen cw Infrarotlaser mit $\lambda = 807,5$ nm untersucht[24].¹² Mit Phosphor n -dotierte Substrate der Größe 15 mm·15 mm und 525 μ m Dicke wurden mit komplementär dotierten Emittern analog zum Herstellungsprozess (siehe Anhang A.3) versehen. Eine durch M. Meseth prozessierte Solarzelle ist in Abb. 4.8a abgebildet. Der Oberseitenkontakt wurde mit Kontaktfingern (helle Linien) realisiert.

Aufgrund der im Vergleich zum UV-Lasersystem (siehe Abschnitt A.3) größeren Eindringtiefe von $d_E = 13$ μ m in Silizium (vergl. Abb. 3.2a) wird die Laserenergie deutlich tiefer in den Siliziumwafer eingepreßt und dieser nicht nur oberflächennah erhitzt. Es kommt während des Lasersinterprozesses zu einer Verbiegung des gesamten Wafers, die in der gemessenen Topographie (Abb. 4.8b) mit einer Verbiegung von bis zu 140 μ m deutlich sichtbar ist.¹³ Diese Verbiegung befindet sich im Einklang mit Werten aus Profilometermessungen durch M. Meseth [24]. Die Laserbehandlung beginnt bei $x = 15$ mm in negative x -Richtung. Die Temperatur des Substrates nimmt mit der Dauer der Laserbehandlung zu, sodass sich auch die zunehmende Verbiegung in negative x -Richtung (und damit steigende Temperatur) erklärt.

Diese Verbiegung ist deutlich größer als die Schärfentiefe (DOF) des verwendeten Objektivs (siehe Tabelle 3.5), und würde daher bei einer einfachen 3-Punkt-Fokussierung zu deutlichen Fokussierfehlern und partieller Bildunschärfe führen (siehe auch Abschnitt 3.3.4). Durch das entwickelte, adaptive Fokussiersystem (siehe Abschnitt 3.3) ist es möglich, den Fokus in jedem einzelnen Punkt anhand der Topo-

¹² Details zur Prozessierung sind in der Dissertation von Martin Meseth zu finden [24, Kapitel 5.2].

¹³ Weitere Ausführungen zur Ursache dieser Verbiegung sind in [24, S. 48ff] zu finden.

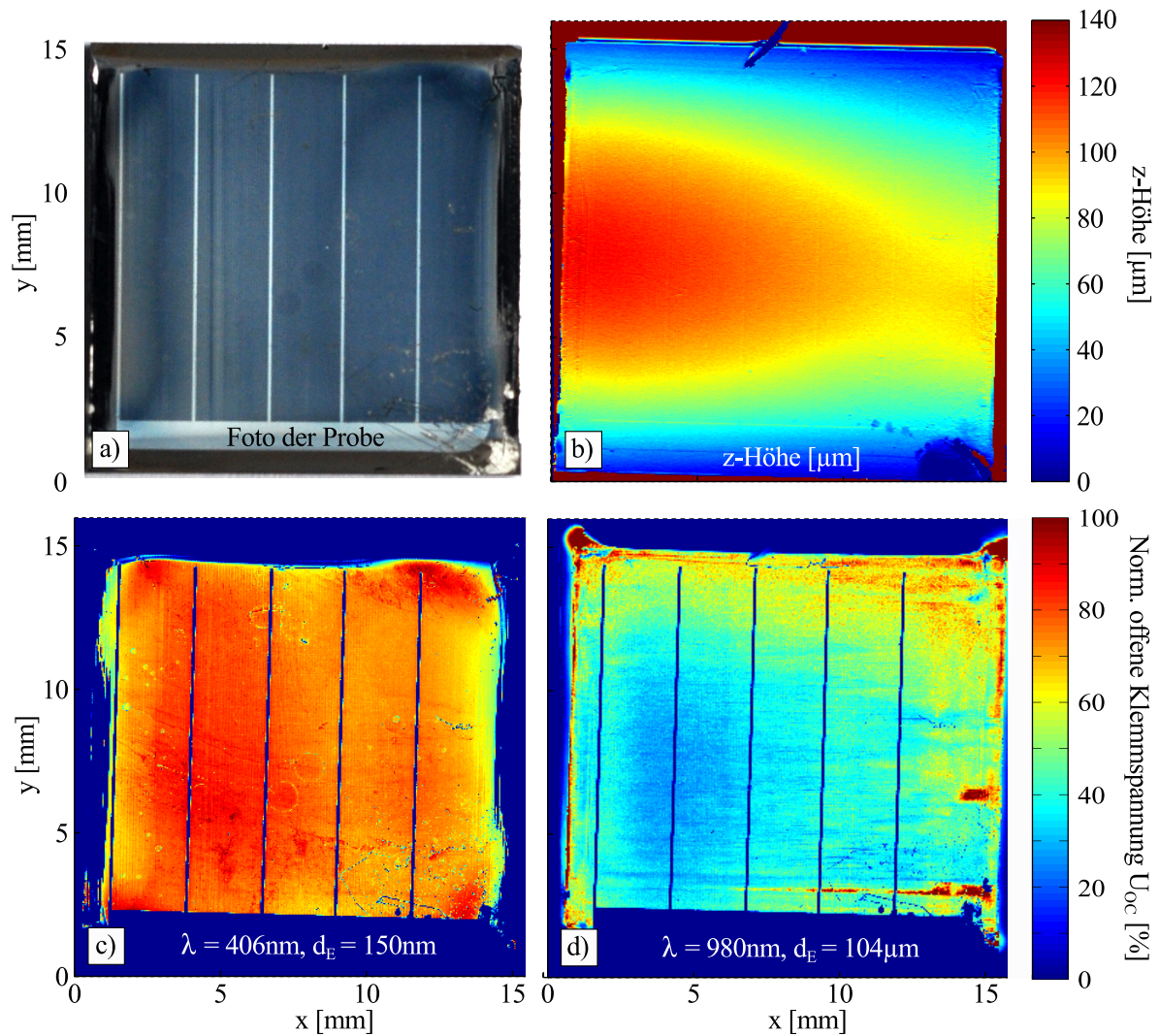


Abbildung 4.8: OBIV-Analyse einer Probe mit IR-laserbearbeiteter Si-NP-Schicht, Probenherstellung durch M. Meseth [24]. a) Fotografie der Probe, b) gemessene Topographie durch OBIV-System, zugehörige OBIV-Messungen mit c) $\lambda = 406\text{ nm}$ und d) $\lambda = 980\text{ nm}$.

graphie der Probe einzustellen, und so die Verbiegung auszugleichen. Dies bestätigt sich in den OBIV-Messungen an der Oberfläche (Abb. 4.8c, $\lambda = 406 \text{ nm}$) sowie im tieferliegenden Bereich (Abb. 4.8d, $\lambda = 980 \text{ nm}$). Diese sind über die komplette Probe hinweg scharf, und zeigen lokale Unterschiede in der Spannungsverteilung. So sind ringförmige Strukturen in verschiedenen Größen zu erkennen. Betrachtet man die Messungen mit größerer Absorptionstiefe (Abb. 4.8d), so zeigt sich ein inhomogenes Spannungsbild ohne Ringstrukturen, das vermutlich im inhomogenen Aufschmelzen des Substrates begründet ist. Auch vergrößert sich der photovoltaisch aktive Bereich.

Die tieferliegenden Inhomogenitäten in der Spannungsverteilung sind für Solarzellen, die mit dem UV-Laser bearbeitet wurden, nicht beobachtet worden (siehe Abb. 4.7d). Dort zeigt sich im Vergleich eine homogene Signalverteilung. Dies deutet darauf hin, dass die Substrate durch die IR-Laserbehandlung tiefer aufgeschmolzen wurden, und bestätigt die Methode der oberflächennahen Versinterung der Nanopartikelschicht mittels UV-Laser zur lokalen, oberflächennahen Emitterdotierung.

4.3 OBIC-Prozessanalyse durch laterale Variation

Durch OBIV-Messungen konnte der Herstellungsprozess des Emitters dahingehend optimiert werden, dass laterale Emitterschichten ohne sichtbare Prozessfehler und mit verbesserter Homogenität erzeugt werden können (siehe Abb. 4.7a). Es zeigt sich, dass durch die OBIV-Bestimmung der Homogenität und Fehlerfreiheit der Emitterschicht keine Aussage über die Effizienz bzw. elektrische Güte der Schicht möglich ist, da diese auch einen homogenen, jedoch geringen Strom liefern kann, wie anhand der gemessenen, niedrigen IQE-Werte des Emitterbereichs der Si-NP gezeigt wurde (siehe Abschnitt 4.1.4).

Die Herstellung der Emitterschichten durch UV-laserbearbeitete Si-NP unterliegen starken, prozessbedingten Schwankungen.¹⁴ So zeigen sich je nach Prozessparametern für identisch prozessierte Proben Schwankungen im Wirkungsgrad von $\eta \approx 2$ bis 6 %. Diese Schwankungen können verschiedene Ursachen haben, wie beispielsweise die chemische Zusammensetzung der verwendeten Nanopartikel, die Lagerung und das Alter der verwendeten Si-NP-Dispersion oder auch die Handhabung

¹⁴ Dies wurde durch M. Meseth in seiner Dissertation [24] und nachfolgend durch Sven Reschke in seiner Bachelorarbeit gezeigt [109].

der Proben während der Prozessierung (HF-Behandlung, NP-Beschichtung, Kontaktierung). Zudem ist es mit den technischen Gegebenheiten im Labormaßstab nicht möglich eine statistisch relevante Anzahl von Proben herzustellen, um mit Signifikanz die Ursachen für die Prozessschwankungen zu separieren und fundiert aufzeigen zu können. Auch können sich verschiedene Ursachen während des Prozesses überlagern, sodass diese nicht zuverlässig zugeordnet werden können.

Um dennoch Aussagen zur Verbesserung der Schichtqualität und zum Einfluss von Prozessparametern treffen zu können, wurde die Methode der lateralen Parametervariation entwickelt. Sie basiert auf dem Ansatz, dass die Auswirkungen der Veränderung eines Parameters auf die Solarzelle durch dessen laterale Variation auf einer Probe untersucht werden. Dazu wird die Probe während des Prozesses in mehrere laterale Bereiche unterteilt, in denen während der Prozessierung ein Parameter verändert wird. Die prozessbedingten Schwankungen (z. B. in Kontaktierung, HF-Ätzprozess, Si-NP-Schichtdicke, Probenhandhabung im Labor) werden dadurch ausgeblendet, da diese für die gesamte Probe identisch sind. Mit einer zugehörigen OBIC-Messung können die so erzeugten Bereiche aufgelöst, und damit der Einfluss des veränderten Parameters gezeigt werden. Dies wird nachfolgend durch Variation unterschiedlicher Prozessparameter und zugehöriger OBIC-Analyse demonstriert.¹⁵

4.3.1 Versinterung unter Stickstoff und Luft

Zur Reduktion von Sauerstoff in der Prozessumgebung findet die Laserbehandlung der mit einer Si-NP-Schicht bedeckten Substrate in einer Prozesskammer unter Stickstoffatmosphäre statt (siehe Anhang A.3, Schritt 5). Zur Überprüfung des Einflusses des Prozessgases auf die hergestellte Solarzelle, wurde eine Probe in die Kammer eingebracht, und ein Bereich von ca. 2 mm unter Luft (und damit Sauerstoff) versintert. Anschließend wurde die Laserkammer mit Stickstoff gespült, und der restliche Teil der Probe bearbeitet. Abb. 4.9a zeigt eine Fotografie der Probenoberfläche, auf der die beiden unterschiedliche Bereiche erkennbar sind. So erscheint der an Luft versinterte Teil der Probe heller. In der zugehörigen REM-Messung sieht man an der Grenze beider Bereiche (rotes Quadrat), dass an Luft eine dichte Bedeckung der Oberfläche mit tropfenförmigen Strukturen entsteht. Diese Beobachtung steht im Einklang mit der Literatur, da durch Meseth et al. gezeigt wurde, dass diese Strukturen vermehrt beim

¹⁵ Soweit nicht anders angegeben, wurden für die folgenden Experimente die optimierten Parameter aus Abschnitt 4.2.1 zur Herstellung der Solarzellen verwendet: $\omega = 8000 \text{ U/min}$, Rotationszeit $t = 20 \text{ s}$, $c_G = 14 \%$ und $E_P \approx 7 \text{ mJ}$.

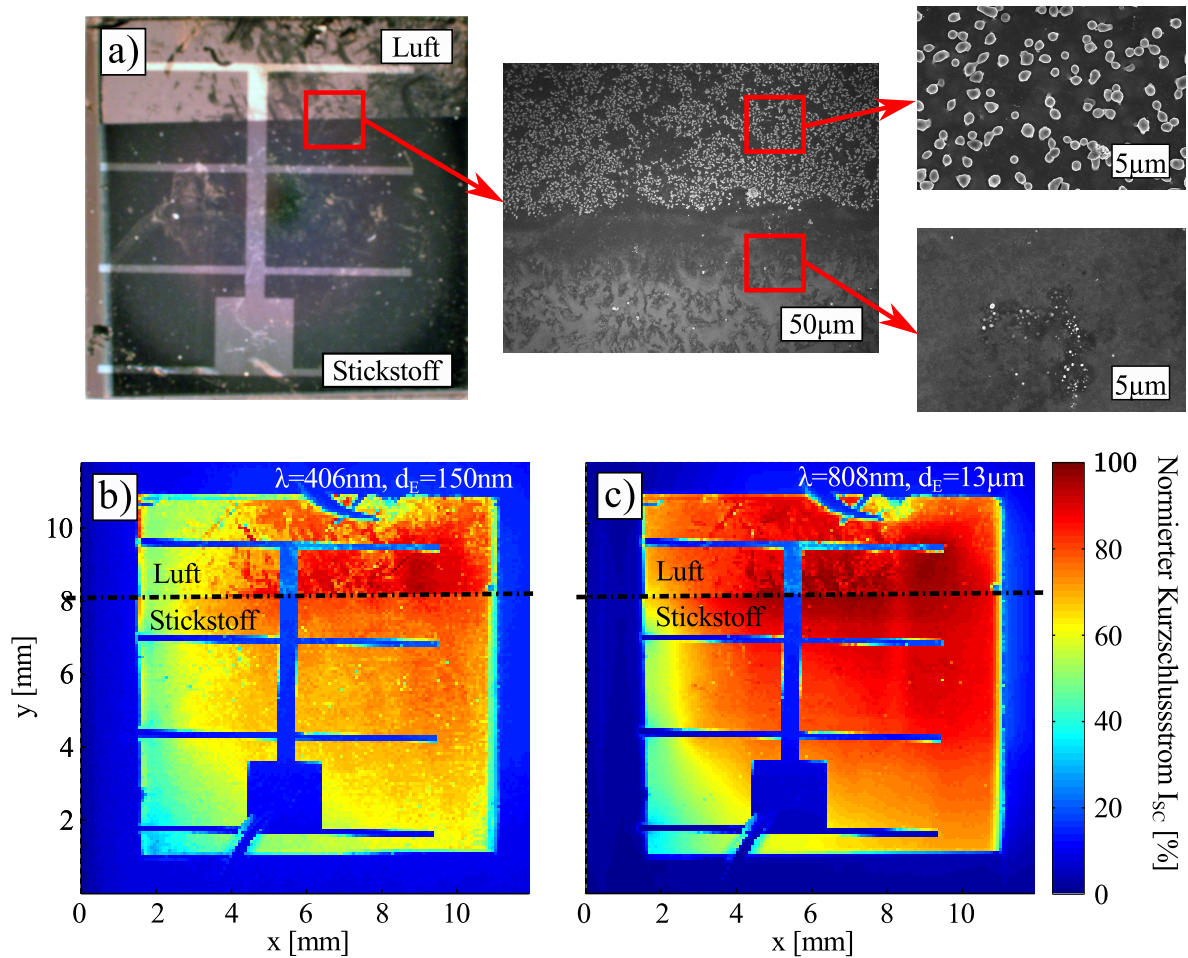


Abbildung 4.9: Vergleich von Luft und Stickstoff als Prozessgas während des Sinterprozesses: a) Fotografie (Übersicht) und REM-Aufnahmen des Übergangs der beiden Bereiche, b) OBIC-Messung des Emitters mit $\lambda = 406 \text{ nm}$, c) OBIC-Messung des Absorbers mit $\lambda = 808 \text{ nm}$.

Sinterprozess entstehen, wenn Sauerstoff an der Oberfläche vorliegt [107]. Reduziert man den Sauerstoffanteil im Prozessgas durch Spülen mit Stickstoff, so zeigen sich nur noch vereinzelt Tropfen auf der Oberfläche, da weniger Sauerstoff während des Prozesses zur Verfügung steht.

Die zugehörigen OBIC-Messungen in Emitter (Abb. 4.9b) und Absorber (Abb. 4.9c) zeigen für beide Bereiche einen Abfall des Stromes zum linken, unteren Rand. Dies ist vermutlich durch einen Prozessfehler während der Rotationsbeschichtung oder des HF-Ätzprozesses entstanden und für die weitere Analyse nicht maßgebend. Obwohl unter Luft eine Schicht mit Tropfen auf der Oberfläche entsteht, wirkt sich dies nicht negativ auf den Kurzschlussstrom aus. Im Gegenteil zeigt der Bereich unter Luft im

Emitter (b) ein leicht erhöhtes Stromniveau, und im Absorber (c) vergleichbare Werte zum Stickstoffbereich. Lediglich die Stromverteilung ist unter Luft unregelmäßiger, und weist mehr inhomogene Strukturen auf, die sich teilweise bis in den Absorber durchsetzen. Eine erhöhte, aber inhomogene Lichteinkopplung durch die Tropfenstruktur könnte für beides die Ursache sein.

Für die spätere Anwendung als Solarzelle im industriellen Herstellungsprozess ist die tropfenförmige Struktur auf der Oberfläche nicht förderlich, da diese elektrisch isolierend wirken kann und weitere Prozessschritte wie Kontaktierung sowie Passivierungs- und Antireflexionsbeschichtung erschwert. Alle weiteren Proben werden daher unter Stickstoff bearbeitet.

4.3.2 Zeitliche Stabilität der Wasserstoffpassivierung

Zur Untersuchung der zeitlichen Stabilität der Wasserstoffpassivierung (Abschnitt 4.1.1, Schritt 4) der Si-NP-Schicht und deren Einfluss auf den Herstellungsprozess, wurden drei Proben direkt nach dem HF-Ätzschritt in die mit Stickstoff gespülte Prozesskammer eingebracht. Die Proben wurden schrittweise in 2 mm breiten Linien versintert. Zwischen den Schritten wurde der Sintervorgang um jeweils 2 Minuten pausiert. Die OBIC-Messungen des Emitterbereichs ($\lambda = 406 \text{ nm}$) der erstellten Proben sind in Abb. 4.10 dargestellt. Die 24 Laserbereiche sind durch gestrichelte Linien markiert. Es wurden pro Probe 8 Linien erzeugt, sodass jeweils 2 mm unversintert bleiben. Die Messungen zeigen, dass die Wartezeit ohne messbare Auswirkungen auf die Versinterung der Schicht ist. Daher können die Proben nach der HF-Behandlung mindestens 48 min unter Stickstoff gelagert werden.

4.3.3 Temperaturstabilität der Wasserstoffpassivierung

Zur Überprüfung der Temperaturstabilität der Wasserstoffpassivierung wurde eine Heizplatte in die Prozesskammer eingebaut, und die Temperatur der Probe ausgehend von Zimmertemperatur in gleichmäßigen Schritten innerhalb von 15 min auf 450°C erhöht. Mit jeder Temperaturerhöhung von ca. 8°C wurde dabei eine feine Linie von $200 \mu\text{m}$ Breite versintert. Ein zeitlicher Einfluss der längeren Prozessdauer auf die Wasserstoffpassivierung kann aufgrund der Voruntersuchungen aus Abschnitt 4.3.2 ausgeschlossen werden. Ein Bild der resultierenden Probe ist in Abb. 4.11a gegeben. Ausgehend von Zimmertemperatur (linker Rand) entsteht ein dunkler Bereich, der ab einer Schwelltemperatur T_S durch eine scharfe Linie begrenzt wird

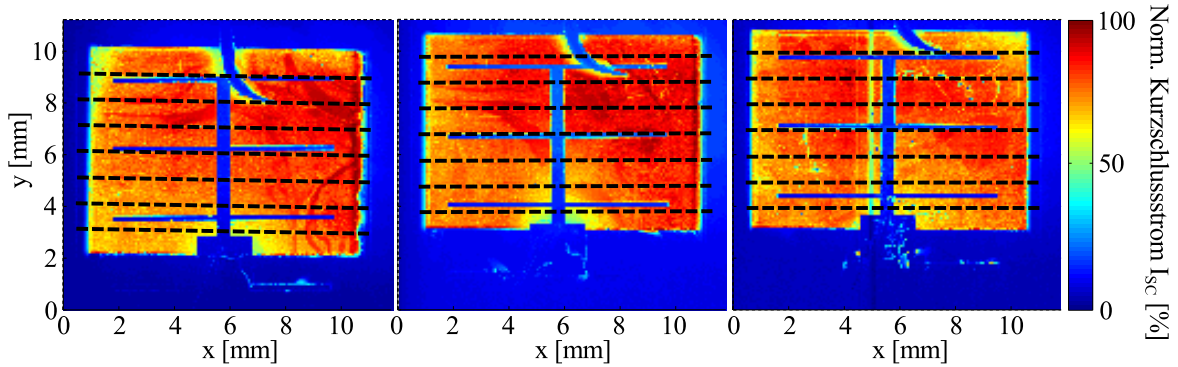


Abbildung 4.10: Untersuchung der zeitlichen Stabilität der Wasserstoffpassivierung der Si-NP-Schicht: OBIC-Messungen des Emitterbereichs mit $\lambda = 406 \text{ nm}$ von 3 Proben, deren Si-NP-Schicht alle 2 Minuten schrittweise um 2 mm versintert wurde. Die Bereiche sind durch gestrichelte Linien gekennzeichnet.

(siehe rotes Quadrat). Die zugehörige REM-Aufnahme zeigt, dass der dunkle Bereich eine homogene, glatte Oberfläche besitzt, wohingegen sich im angrenzenden Bereich eine strukturierte Oberfläche ergibt.

Anhand der OBIC-Messung des Emitters (Abb. 4.11b₁) zeigt sich ein gleichmäßiges Plateau für niedrige Temperaturen, und ab der Schwelltemperatur T_S eine abrupte Abnahme des Stroms. Das Stromprofil entlang der eingezeichneten, schwarz gestrichelten Linie parallel zur Sinterrichtung ist mit der Temperatur (grün gestrichelt) in Abb. 4.11b₂ gegeben. Die Schwelltemperatur ist mit ($T_S \approx 170^\circ \text{C}$) gegeben, und durch einen abrupten Abfall des Stromes bei $x \approx 4,2 \text{ mm}$ erkennbar. Für weiterhin steigende Temperaturen nimmt der Strom nahezu linear ab.

Das Experiment führt zu der Annahme, dass die vorhandene Wasserstoffpassivierung (HF-Prozess) bis zu T_S erhalten bleibt, und ab dieser Temperatur Wasserstoff abdampft. Nachfolgend wird aufgrund der Oxidierung der NP-Siliziumoberfläche mehr Oxid in die Emitterschicht eingebaut, welches zu einem reduzierten Strom durch Rekombination in der Emitterschicht bzw. an der Oberfläche führt. Die beobachtete Struktur an der Oberfläche (Abb. 4.11a) unterstützt diese Vermutung. Auch besteht im Absorberbereich (Abb. 4.11c) keine solche Abhängigkeit, sondern eine homogene Stromverteilung unabhängig von der Oberflächenstruktur, da diese von Defekten in der Emitterschicht bzw. an der Oberfläche nicht beeinflusst wird (vergleiche Modellergebnisse der IQE in Abb. 4.4e und 4.4d).

Um die Hypothese einer reduzierten Wasserstoffpassivierung zu überprüfen, wurde eine Probe direkt nach dem HF-Prozess auf eine Heizplatte gelegt, und langsam von

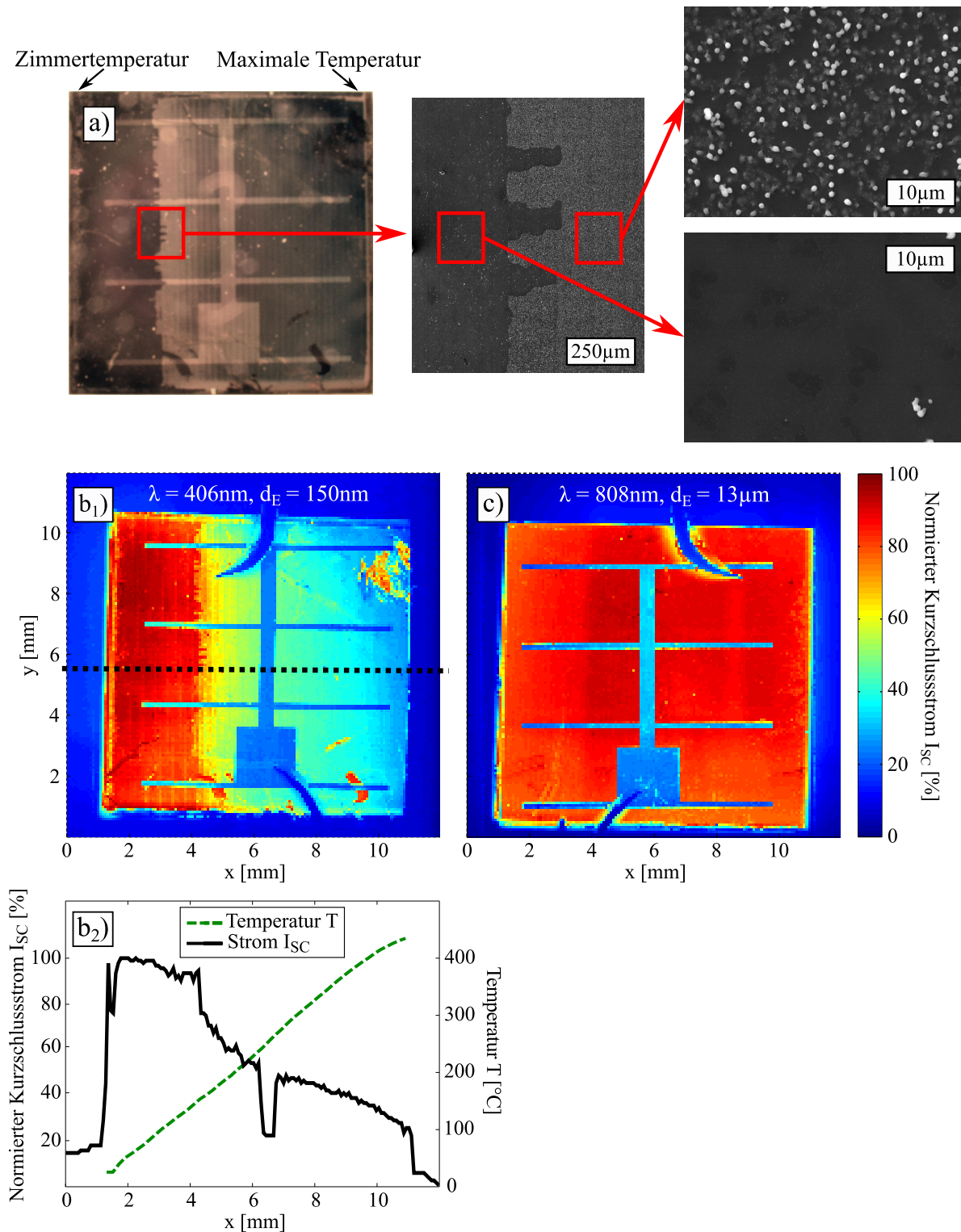


Abbildung 4.11: Temperaturstabilität der Si-NP-Wasserstoffpassivierung: a) Übersichtsbild und REM-Aufnahmen der Probenoberfläche, b₁) OBIC-Messung des Emitters mit $\lambda = 406 \text{ nm}$, b₂) Kurzschlussstrom (schwarz) und eingestellte Temperatur (grün gestrichelt) entlang der gestrichelten Linie in b₁, c) OBIC-Messung des Absorbers mit $\lambda = 808 \text{ nm}$.

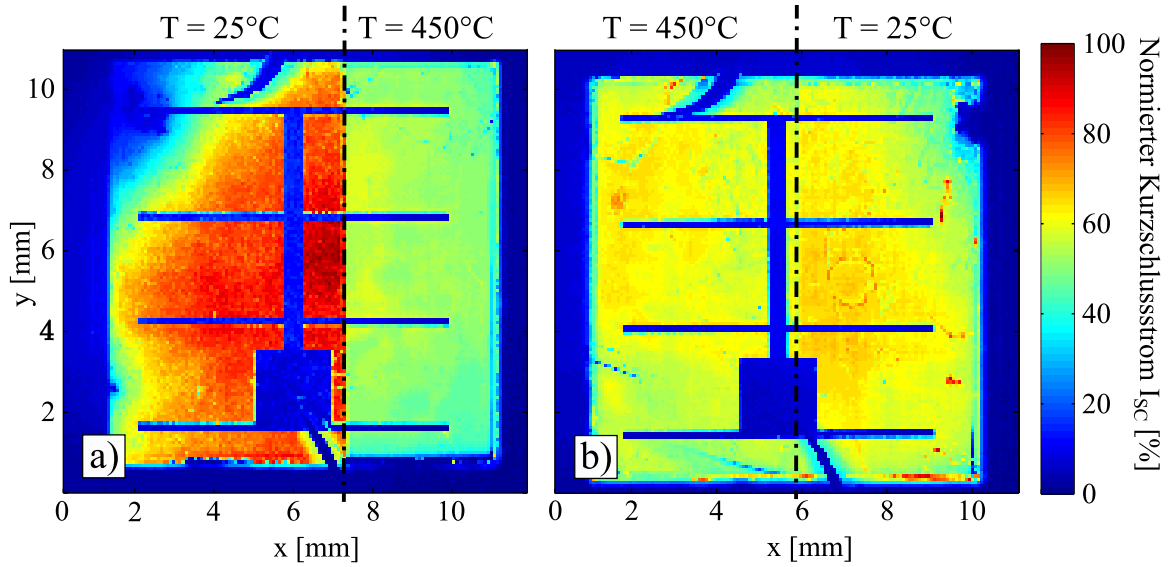


Abbildung 4.12: Nachweis der Irreversibilität der Entfernung der Wasserstoffpassivierung durch Erwärmung: OBIC-Messungen des Emitters ($\lambda = 406 \text{ nm}$) zweier Proben, die in zwei Bereichen mit unterschiedlicher Temperatur versintert wurden. a) Zuerst bei Zimmertemperatur, dann bei $T = 450^\circ\text{C}$, b) zuerst bei $T = 450^\circ\text{C}$, dann bei Zimmertemperatur versintert.

Zimmertemperatur ausgehend erhitzt. Dabei wurde ein Gasleck-Suchgerät direkt über der Probe positioniert, um austretenden Wasserstoff zu messen. Bei Temperaturen über $T \approx 150^\circ\text{C}$ konnte austretender Wasserstoff registriert werden¹⁶ und stimmt mit der beobachteten Temperaturgrenze in Abb. 4.11b₁ und b₂ überein. Die fehlende Passivierung führt zu erhöhter Rekombination von Minoritätsladungsträgern innerhalb der Emitterschicht, und damit zu einem reduzierten Kurzschlussstrom. Minoritätsladungsträger im Absorber sind diesen Rekombinationszentren nicht ausgesetzt, werden daher unabhängig von der Emitterqualität durch den pn -Übergang getrennt und tragen zum Kurzschlussstrom bei. Diese Beobachtung deckt sich mit den theoretischen Modellergebnissen zum Einfluss der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit S_E , die Rekombinationszentren an der Oberfläche repräsentiert. Es zeigt sich in Abb. 4.4e, dass lediglich die IQE des Emitters durch eine größere S_E reduziert wird, während Absorber und RLZ nicht beeinflusst werden.

Um diese Vermutung zu untermauern, wurde die Reversibilität des Prozesses untersucht. Abb. 4.12 zeigt die OBIC-Messung zweier Proben, die jeweils zur Hälfte bei Zimmertemperatur und bei $T = 450^\circ\text{C}$ versintert wurden. Dabei wurde die Probe in Abb. 4.12a zuerst bei Zimmertemperatur und die Probe in Abb. 4.12b zuerst bei

¹⁶ Detaillierte Informationen sind in der Bachelorarbeit von Semih Türk zu finden [113].

$T = 450\text{ °C}$ versintert. Die Messungen zeigen, dass die Passivierung durch die Temperaturerhöhung irreversibel verringert wird. Nachdem die Probe in Abb. 4.12b zuvor erhitzt wurde, zeigt sich bei Zimmertemperatur keine Erhöhung des Stromes im Vergleich zu $T = 450\text{ °C}$. Dies unterstützt die Vermutung, dass Wasserstoff durch die Temperaturerhöhung abgegeben wird. Somit ist es für den diskutierten Herstellungsprozess notwendig, unterhalb von T_S zu arbeiten, um eine Oxidierung der Oberfläche zu verhindern.

4.3.4 Optimierung der Laserenergie

Zur Bestimmung der optimalen Laserenergie E_P zur Erzeugung der Emitterschicht (siehe Abschnitt 4.1.1, Schritt 5) wurden umfangreiche Probenserien hergestellt, die anhand des Wirkungsgrades bewertet wurden [24, 109]. Die Wirkungsgrade wiesen dabei aufgrund des schwankungsbehafteten Prozesses eine große Streuung auf, und es konnten keine präzisen Aussagen getroffen werden. Durch die Methode der lateralen Variation kann die Bestimmung der optimalen Laserenergie deutlich präziser und mit geringerer Probenzahl erfolgen, da mit einer Probe der gesamte Energiebereich des Lasersystems abgedeckt werden kann, und das Experiment lediglich auf seine Reproduzierbarkeit überprüft werden muss.

Die Energie eines Laserpulses wurde dafür auf einer Probe in Streifen von $200\text{ }\mu\text{m}$ Breite über den gesamten zur Verfügung stehenden Energiebereich variiert (siehe Tabelle A.1 für Energiedichten). Ein Bild der resultierenden Probenoberfläche ist in Abb. 4.13a gezeigt. Zusätzlich sind REM-Aufnahmen der Oberfläche an 7 unterschiedlichen Probenpositionen gegeben. Die Oberfläche ist am linken Rand in Position 1 zunächst mit Nanopartikeln bedeckt, da aufgrund der minimalen Laserenergie keine Sinterung stattgefunden hat. An Position 2 und 3 ist eine partielle Versinterung mit aufgeschmolzenen Partikeln auf der Oberfläche zu beobachten. Mit steigender Laserenergie zum rechten Rand hin verschmelzen die Partikel immer mehr, bis die Oberfläche ab Position 4 in eine glatte, verschmolzene Schicht in Position 5-7 übergeht.

Vergleicht man diese morphologischen Ergebnisse mit den zugehörigen OBIC-Messungen von Emitter (4.13b₁) und Absorber (4.13c₁), so ist am linken, unversinterten Rand der Probe ($x = 0\text{ mm}$) kein Strom messbar, bis sich bei $x \approx 4\text{ mm}$ (Position 4-5 in Abb. 4.13a) ein messbarer Strom ergibt, der steil ansteigt. In den teilweise versinterten Bereichen (Position 2-3) ist daher kein funktionierender *pn*-Übergang ausgebildet

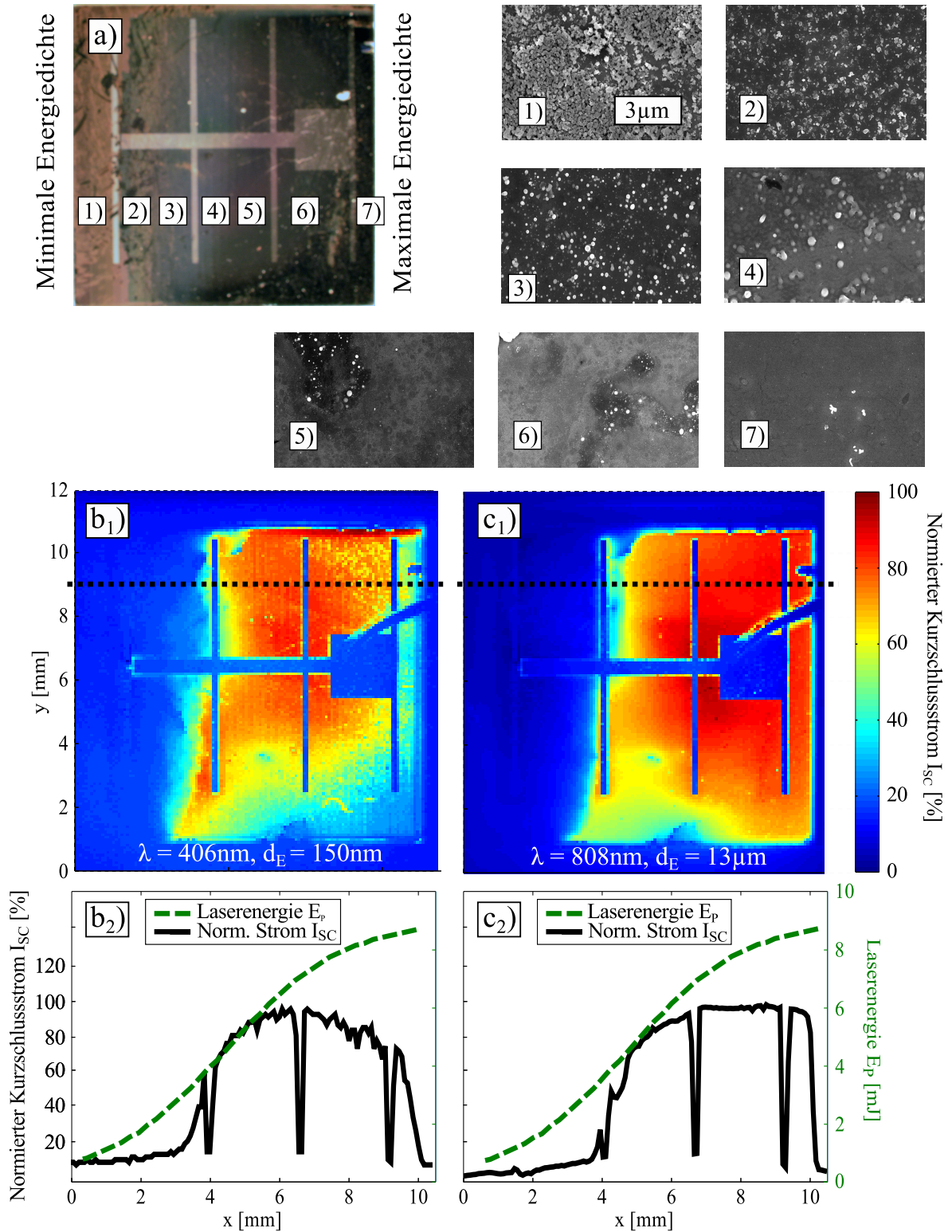


Abbildung 4.13: Auswahl der Laserenergie E_p zur Bearbeitung der Si-NP-Schicht. a) Übersichtsbild und REM-Aufnahmen der Probenoberfläche, b₁) OBIC-Messung des Emitters ($\lambda = 406\text{ nm}$), c₁) OBIC-Messung des Absorbers ($\lambda = 808\text{ nm}$), b₂) und c₂) eingestellte Laserenergie (grün gestrichelt) und jeweiliger Strom (schwarz) entlang einer ausgewählten Linie.

worden. In Abb. 4.13 b_2 und 4.13 c_2 ist jeweils die verwendete Laserenergie (grün gestrichelt) zusammen mit einer Linie der OBIC-Messungen (schwarz gestrichelte Linie in b_1 und c_1) dargestellt. Die Sinterschwelle bzw. mindestens benötigte Energie kann zu $E_P \approx 3,8$ mJ bestimmt werden, was Probenposition 4-5 in Abb. 4.13a entspricht. Für größere Energien steigt der Strom bis auf ein Maximum bei $x \approx 6,5$ mm (bzw. $E_P \approx 6,8$ mJ) an, und fällt dann im Emitter für weiter steigende Energie ab, während sich im Absorber ein Plateau ausbildet. Dies lässt darauf schließen, dass durch die steigende Laserenergie Rekombinationszentren in den Emitter bzw. an dessen Oberfläche eingebracht werden, und damit die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit erhöht bzw. Defekte in der Emitterschicht verursacht werden. Dies hat keine Auswirkung auf den Absorber, wie auch anhand des IQE-Modells diskutiert (siehe Abbildung 4.4e). Die hier bestimmte Sinterschwelle und Laserenergie des maximalen Stromes sind abhängig von der Dicke der zuvor aufgeschleuderten Si-NP-Schicht (hier: $H_E \approx 360$ nm).

4.3.5 Mehrfache Laserbehandlung der Emitterschicht

Die mehrfache Wiederholung des Laserprozesses (Abschnitt 4.1.1, Schritt 5) könnte die entstehende Emitterschicht beeinflussen, und beispielsweise Defekte, Störstellen oder Inhomogenitäten reduzieren. Diese Annahme wurde mit der Methode der lateralen Parametervariation evaluiert, indem einzelne Proben in verschiedenen Bereichen mehrfach laserbehandelt wurden. In einem ersten Schritt wurde die ganze Probenfläche mit einer Laserenergie von $E_P = 7$ mJ bearbeitet. Nachfolgend wurde die Probe in 5 Bereiche von 2 mm Breite aufgeteilt, und diese weitere 1 bis 5 x mit dem Laser behandelt.

Die zugehörigen OBIC-Messungen einer solchen Probe sind für Emitter und Absorber in Abb. 4.14 gegeben. Durch gestrichelte Linien sind die einzelnen Bereiche gekennzeichnet. Beide Messungen zeigen keinerlei Einfluss der mehrfachen Laserbehandlung auf den Kurzschlussstrom. Somit entsteht die Emitterschicht während der ersten Sinterung, und lässt sich durch wiederholtes Aufschmelzen nicht verbessern.

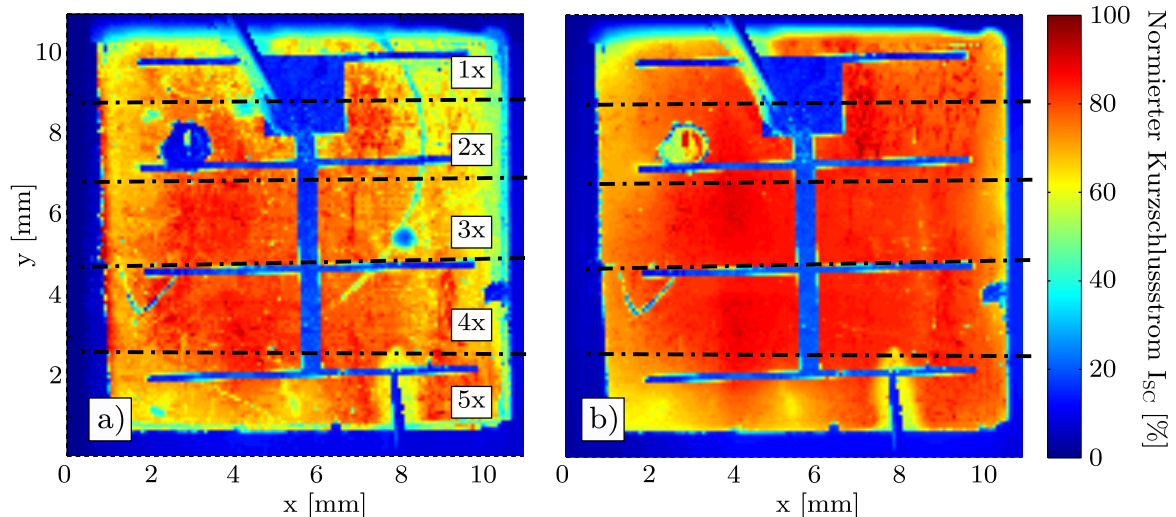


Abbildung 4.14: Einfluss der mehrfachen Laserbearbeitung der Emitterschicht. OBIC-Messungen einer Probe mit Bereichen unterschiedlich häufiger Versinterung (durch gestrichelte Linien getrennt): a) Emitter ($\lambda = 406 \text{ nm}$) und b) Absorber ($\lambda = 808 \text{ nm}$).

4.3.6 Mehrfache Si-NP-Beschichtung und Laserbehandlung

Wiederholt man den Si-NP-Beschichtungs- und Laserprozess mehrere Male, so könnte dies die Dotierstoffkonzentration oder die Schichtdicke des Emitters vergrößern. Beides kann durch die Si-NP-Schichtdicke bzw. Wahl der SC-Parameter nur begrenzt erhöht werden, da homogene Si-NP-Schichten nur bis zu einer Dicke von ca. 850 nm durch Rotationsbeschichtung auf dem Substrat erzeugt werden können. Eine reduzierte Rotationsgeschwindigkeit ($\omega \geq 4500 \text{ U/min}$) führt zu einer dickeren Schicht, die jedoch inhomogen in ihrer Dicke ist (siehe Anhang A.3.2). Zudem ist die Schmelztiefe des Sinterprozesses limitiert durch den Bereich der Flüssigphasendiffusion (siehe Abb. A.4), der durch die maximale Energie des Lasersystems (siehe Tabelle A.1) bestimmt wird. Somit ist ein alternativer Ansatz, den Beschichtungs- und Sinterungsschritt mehrfach zu wiederholen (Prozessschritte 3-6, siehe Abschnitt 4.1.1), und damit die Dotierstoffkonzentration bzw. die Dicke des Emitters zu beeinflussen. In einem ersten Schritt wurde dazu eine Probe mit Si-NP beschichtet und komplett versintert. Auf diese Schicht wurde erneut eine Si-NP-Schicht aufgebracht, aber nur auf einer Länge von 8 mm laserbearbeitet. Die unbehandelten Si-NP wurden daraufhin durch einen Reinigungsschritt entfernt. Nachfolgend wurden weitere Si-NP-Schichten erstellt und auf 6, 4, und 2 mm Länge versintert. Die jeweilige NP-Schichtdicke vor der Versinterung betrug ca. 560 nm.

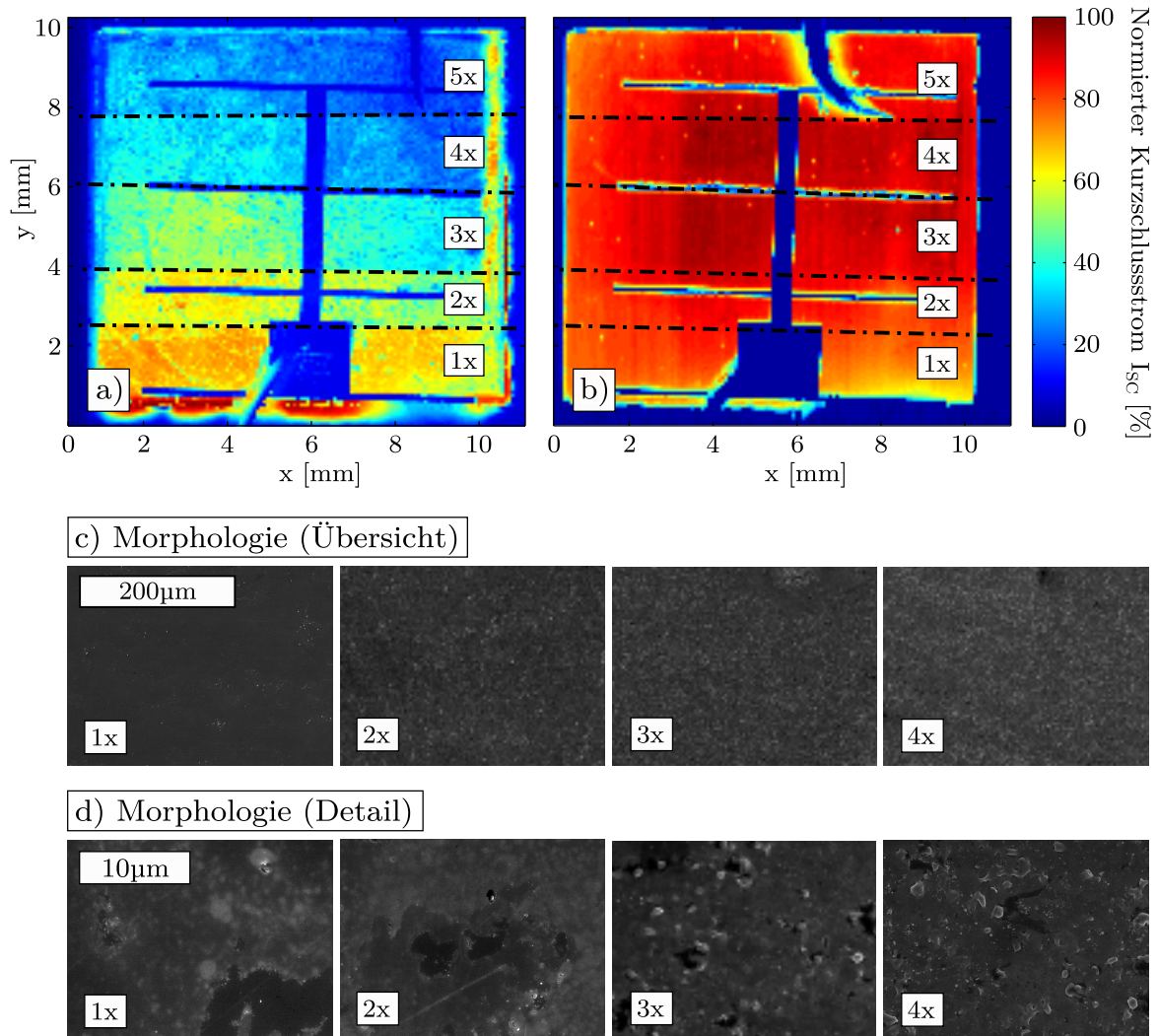


Abbildung 4.15: Mehrfacher Si-NP-Beschichtungs- und Laserprozess zur Erzeugung der Emitterschicht. OBIC-Messungen a) im Emitter ($\lambda = 406$ nm) und b) im Absorber ($\lambda = 808$ nm) einer Probe mit ein- bis fünffacher Beschichtung (Bereiche durch gestrichelte Linien getrennt). Zugehörige REM-Aufnahmen der Morphologie der Schichtoberfläche in der Übersicht c) und im Detail d).

Die entsprechenden OBIC-Messungen sind in Abb. 4.15a und 4.15b für Emitter und Absorber der Probe gegeben. Die Bereiche mit unterschiedlich häufigem Beschichtungs- und Sinterungsprozess sind durch gestrichelte Linien getrennt, die Behandlungsanzahl steigt von 1x ($y = 0$ mm) bis 5x ($y = 8$ mm) an. Im Emitter (Abb. 4.15a) zeigt sich mit steigender Behandlungsanzahl eine Reduktion des Kurzschlussstromes, während im Absorber alle Bereiche einen ähnlichen Stromwert liefern.

Dieses Verhalten kann in der wachsenden Zahl von Schichtdefekten begründet sein, wie sie in Abb. 4.15c und 4.15d zu erkennen sind. Mit größerer Behandlungsanzahl treten vermehrt Oberflächendefekte auf, die auf den wiederholten Beschichtungs- und Sinterprozess zurückzuführen sind. Kann die erste Schicht noch auf einem glatten, monokristallinen Substrat rekristallisieren, so steht der zweiten Schicht die Oberfläche der ersten Schicht zur Verfügung, die geringfügige Inhomogenitäten und Oberflächendefekte aufweist. Auch kann die erneute Rotationsbeschichtung auf der bearbeiteten Oberfläche zu Inhomogenität in der Si-NP-Schicht führen. Diese durch den Prozess induzierten Störungen verstärken sich, und bilden Rekombinationszentren an der Oberfläche und in der Schicht aus, wodurch es zu einer Reduktion des Emitterstromes kommt. Injiziert man Elektron-Loch Paare im Absorber, so haben die Rekombinationszentren des Emitters keinen Einfluss auf den gemessenen Strom (siehe Abschnitt 4.1.3, Abbildung 4.4e).

Es zeigt sich, dass der mehrfache Beschichtungs- und Sinterprozess nicht dafür geeignet ist, Untersuchungen zur Erhöhung der Dotierstoffkonzentration oder der Schichtdicke des Emitters zu machen, da dies zu Schichtdefekten führt. Wenn diese Schichtdefekte durch eine Änderung des Prozesses reduziert werden können, so kann mit einer erneuten Untersuchung nach dieser Methode überprüft werden, welchen Einfluss Dotierstoffkonzentration bzw. Schichtdicke auf den Kurzschlussstrom haben.

4.3.7 Reduzierung der Dotierstoffkonzentration des Emitters durch Nanopartikelmischung

Eine andere Möglichkeit der Beeinflussung der Dotierstoffkonzentration ist die Beimischung intrinsischer Si-NP. Im Rahmen dieser Arbeit standen nur p -typ Partikel mit ca. 1 at% Bor zur Verfügung, die zu einer Dotierstoffkonzentration im Emitter von $N_E \approx 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ führen (siehe ECV-Messung in Abb. A.4). Um die resultierende Dotierung der Emitterschicht zu variieren, wurden mehrere Si-NP-Dispersionen

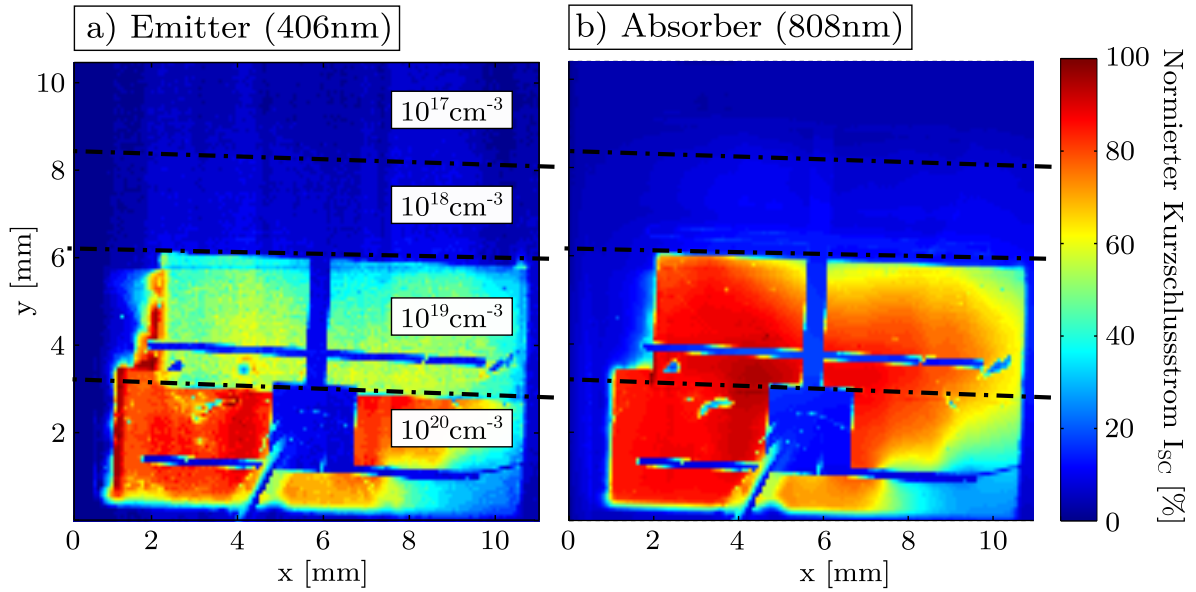


Abbildung 4.16: Variation der Dotierstoffkonzentration N_E der Emitterschicht: a) OBIC-Messung des Emitters ($\lambda = 406 \text{ nm}$), b) OBIC-Messung des Absorbers ($\lambda = 808 \text{ nm}$). Die Bereiche sind durch gestrichelte Linien getrennt.

mit identischer Si-NP-Gewichtskonzentration hergestellt, und der Anteil von intrinsischen und dotierten Si-NP variiert. In vier unterschiedlichen Dispersionen wurde der Anteil der dotierten Si-NP auf 100, 10, 1 sowie 0,1 % eingestellt. Zur lateralen Variation der Dotierung wurde ein Substrat mit Si-NP beschichtet, und ein Viertel der Si-NP-Schicht versintert. Durch einen Reinigungsschritt wurde nachfolgend die restliche, unversinterte Si-NP-Schicht abgelöst, und die Probe mit einer weiteren Si-NP-Dispersion beschichtet. Diese wurde angrenzend an den bereits versinterten Teil der Probe laserbehandelt. Dieser Vorgang wurde dreifach wiederholt, sodass eine komplett versinterte Probe mit vier Bereichen unterschiedlicher Dotierstoffkonzentration entstanden ist. Nimmt man für 100 % eine Dotierung von $N_E \approx 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ an (siehe Abb. A.4), so können die weiteren Dotierungen zu $N_E \approx 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ abgeschätzt werden.

Die zugehörigen OBIC-Messungen für Emitter- und Absorberbereich sind in Abb. 4.16 a) und b) gegeben. Die Bereiche unterschiedlicher Dotierstoffkonzentration sind durch gestrichelte Linien getrennt. Im Bereich von $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ist weder im Emitter noch im Absorber ein Strom messbar. Dies zeigt, dass sich kein pn -Übergang ausgebildet hat. Es wird vermutet, dass der Anteil der dotierten Partikel in der Si-NP-Mischung zu gering ist, und sich der Dotierstoff während des Sinter-

prozesses nicht homogen genug verteilen kann, sodass keine zusammenhängende Emitterschicht entsteht.

Im Emitter weist der Bereich mit $N_E \approx 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ einen im Vergleich zu $N_E \approx 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ verringerten Strom auf, wohingegen im Absorber beide Bereiche vergleichbare Stromwerte liefern, da dieser primär von der Rückseitenrekombinationsgeschwindigkeit und der Dotierstoffkonzentration abhängig ist (vergl. Abschnitt 4.1.3). Das Ergebnis im Emitter weicht von der Literaturerwartung einer optimalen Dotierstoffkonzentration von $N_E \leq 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ für hocheffiziente Solarzellen ab [28, S. 133]. Dies bestätigen auch die Modellergebnisse der IQE in Abb. 4.4d, die bereits für eine Dotierung von $N_E = 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ eine deutliche Herabsetzung der IQE des Emitters aufweisen. Neben der Mischung der Si-NP zur Erzeugung der Dotierstoffkonzentration kann dies darauf zurückzuführen sein, dass die hergestellten Zellen weder eine Passivierungs-, noch eine Antireflexionsschicht besitzen. Dies führt im Vergleich zu passivierten Oberflächen zu deutlich erhöhten Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten von $S_E \approx 1 \cdot 10^6 \text{ cm s}^{-1}$, für die eine optimale Dotierstoffkonzentration von $N_E \approx 8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ in der Literatur gegeben ist. Im Vergleich dazu zeigt sich das Minimum für passivierte Oberflächen mit $S_E \approx 1 \cdot 10^3 \text{ cm s}^{-1}$ für eine Dotierstoffkonzentration von ca. $N_E \approx 7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ [28, S. 112].

4.3.8 Emitterschichten auf strukturierten Oberflächen

Über OBIC-Messungen konnte die Herstellung von Emitterstrukturen aus Si-NP optimiert und untersucht werden, obwohl technologische Limitierungen vorlagen. Durch eine Kooperation mit dem Fraunhofer-Institut für Solare Energiesysteme (ISE) in Gelsenkirchen soll durch industrielle Standardprozesse die industrielle Anwendung dieser Solarzellentechnologie erprobt werden. Dabei sollen am ISE Kontaktierung, Passivierung und Antireflexionsschichten im industriellen Maßstab erzeugt und aufgebracht werden. In einem ersten Projektabschnitt wurde die Machbarkeit einer Si-NP-Emitterdotierung auf Oberflächen mit Pyramidenstruktur untersucht, da dies eine häufig verwendete Struktur zur Lichteinkopplung bei hocheffizienten Solarzellen ist [28, S. 133]. Um den bisherigen Herstellungsprozess des Emitters auf der strukturierten Oberfläche zu evaluieren, wurden *n*-dotierte Siliziumsubstrate mit Oberflächentexturierung (statistisch verteilte Pyramiden) durch das ISE zur Prozessierung zur Verfügung gestellt.¹⁷

¹⁷ Alle gezeigten und weitere umfangreiche Experimente wurden durch Hüseyin Kezer durchgeführt und sind in seiner Bachelorarbeit zu finden [115].

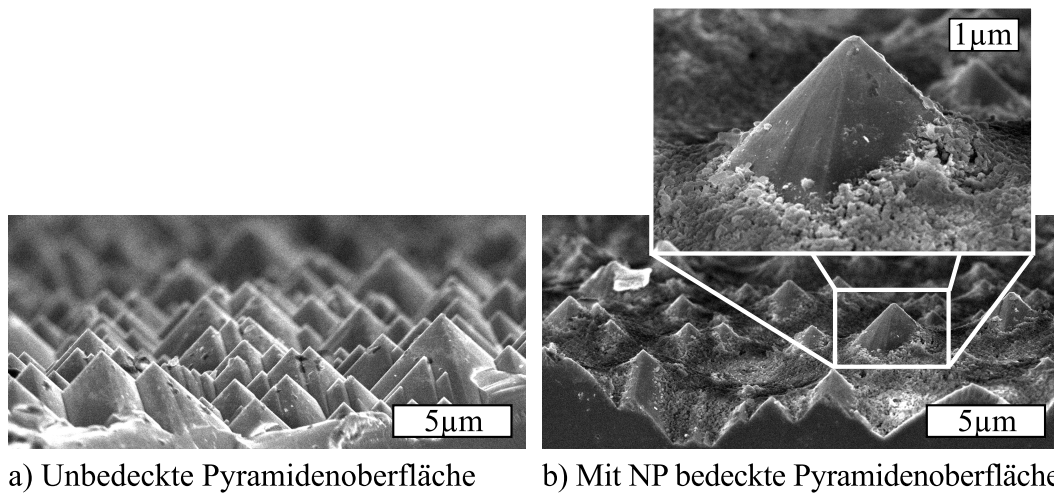


Abbildung 4.17: a) Siliziumwafer mit strukturierter, pyramidenförmiger Oberfläche. b) Mit Si-NP beschichteter Siliziumwafer (Beschichtungsparameter: $c_G = 14\%$, $\omega = 8000$ U/min).

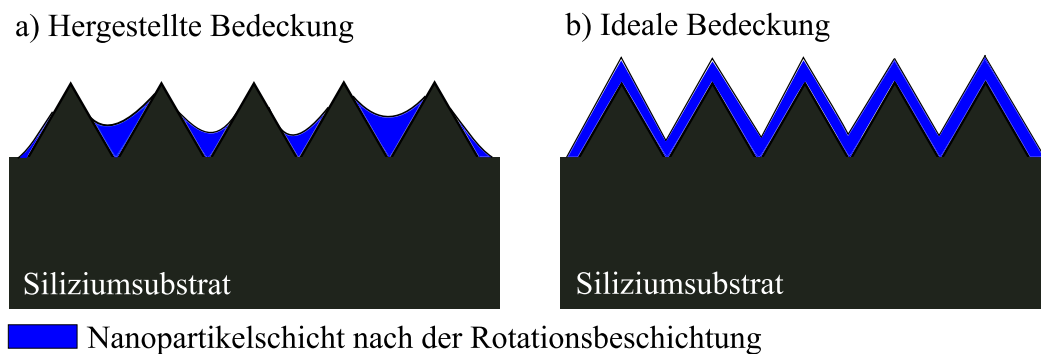


Abbildung 4.18: Schematischer Querschnitt der a) hergestellten und b) idealen Si-NP-Bedeckung zur Herstellung von Emitterschichten aus versinterten Si-NP auf strukturierten Oberflächen. (modifiziert aus [115])

In Abb. 4.17a) ist eine seitliche REM-Aufnahme dieser Oberfläche gezeigt. Man erkennt die statistische Verteilung der Pyramiden, die unterschiedliche Größen im Bereich mehrerer μm besitzen. Überträgt man den entwickelten Rotationsbeschichtungsprozess auf diese Substrate (mit $c_G = 14\%$, $\omega = 8000\text{ U/min}$), so ergibt sich die in Abb. 4.17b dargestellte Si-NP-Bedeckung. Die resultierende Schichtverteilung ist qualitativ in Abb. 4.18a gezeigt. Die Spitzen der Pyramiden werden durch den Prozess nicht vollständig bedeckt, sondern bleiben frei. Im Idealfall (Abb. 4.18b) wäre eine homogene Dicke der aufgetragenen Schicht zur gleichmäßigen Versinterung und Vermeidung lokaler Kurzschlüsse notwendig. Mit dem verwendeten Rotationsbeschichtungsverfahren kann aufgrund der vorherrschenden Kräfteverhältnisse keine solche Bedeckung erzielt werden. Dies liegt im Trocknungsvorgang der aufgetragenen Si-NP-Lösung begründet, da sich aufgrund von Kapillarkräften die Flüssigkeit in den Senken der Oberfläche absetzt, dort verdampft, und sich die Si-NP dort ablagern. Im Rahmen dieser Arbeit stand leider keine alternative Beschichtungsmethode (wie beispielsweise Tauch- oder Sprühbeschichtungsverfahren) zur Verfügung. Diese könnten aufgrund der im Vergleich zur Rotationsbeschichtung unterschiedlichen Kräfteverhältnisse eine homogene Schichtdicke begünstigen.

Um die Auswirkungen der hergestellten Si-NP-Beschichtung (Abb. 4.17b) auf die fertigen Solarzellen zu untersuchen, wurde mit den zur Verfügung gestellten Substraten der in Abschnitt 4.1.1 beschriebene Herstellungsprozess durchgeführt. Es ergeben sich im Vergleich zu den auf glatten Substraten erzeugten Proben (siehe Tabelle 4.1) erhöhte Serienwiderstände von $R_S \approx 6$ bis $30\ \Omega\text{ cm}^2$, sowie deutlich reduzierte Parallelwiderstände von $R_P \approx 40$ bis $80\ \Omega\text{ cm}^2$, die auf lokale Kurzschlüsse in der Schicht hindeuten [28, S. 92]. Diese Kurzschlüsse sind durch die OBIC-Messungen in Abb. 4.19 ($\lambda = 406, 808$ und 980 nm) lokal nachgewiesen worden. Die Messungen wurden mit maximaler Auflösung bzw. minimalem Lichtfleckdurchmesser von $d_{1/2} \approx 4,3\ \mu\text{m}$ aufgenommen (siehe Abschnitt 3.3.3). Zur besseren Darstellung wurde das Bild mit einem Rasterabstand von $\Delta s = 0,5\ \mu\text{m}$ gemessen, was eine Weichzeichnung bewirkt, da die Auflösung durch $d_{1/2}$ limitiert ist (siehe auch Abschnitt 3.1.4). Die Stromverteilung im Emitter (Abb. 4.19a) ist inhomogen und zeigt Strukturen, die in ihrer Größe und Verteilung den Pyramidenstrukturen ähnlich sind. Teile dieser Strukturen bleiben auch für tieferliegende Absorption im Absorber (Abb. 4.19b) und an der Rückseite der Solarzelle (Abb. 4.19c) erhalten. Diese sind daher keine Oberflächen- oder Emitterdefekte, sondern lokale Kurzschlüsse in der Schicht, da sie unabhängig von der Eindringtiefe im Material den Kurzschlussstrom reduzieren.

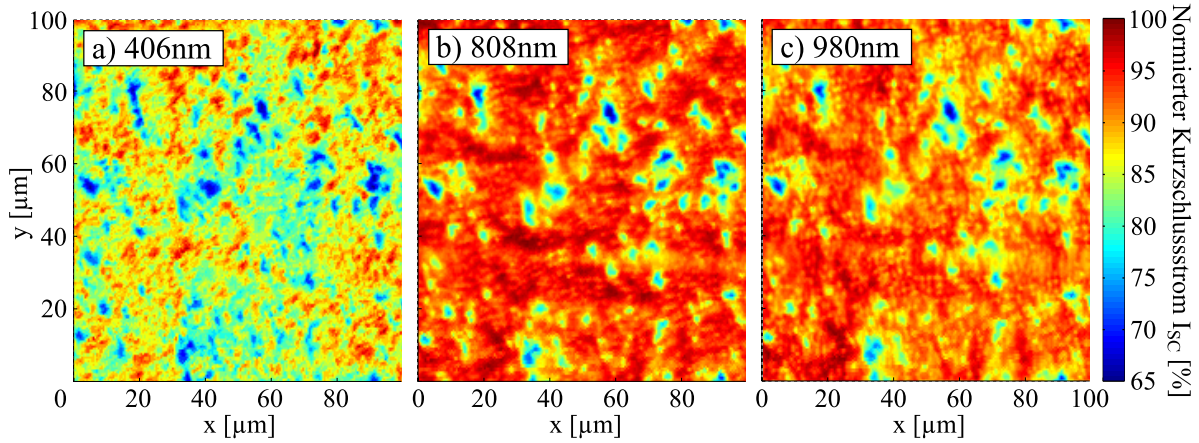


Abbildung 4.19: Hochauflösende OBIC-Messungen (Lichtfleckdurchmesser $4,3\,\mu\text{m}$) von Solarzellen mit Emitter aus versinterten Si-NP auf strukturierter Oberfläche: a) Emitterbereich ($\lambda = 406\,\text{nm}$), b) Absorberbereich ($\lambda = 808\,\text{nm}$) und c) Rückseitenbereich ($\lambda = 980\,\text{nm}$). Lokale Kurzschlüsse sind als Bereiche reduzierten Stromes (blau) zu erkennen.

Eine Vermeidung dieser Kurzschlüsse ist für bessere Solarzellen erforderlich, und kann durch eine bessere Bedeckung der Pyramidenspitzen erreicht werden. Daher wurde die Oberfläche durch Lasersintern vorbehandelt. Durch die daraus resultierende Glättung der Oberfläche soll die Benetzung der Dispersion während des Beschichtungsprozesses erhöht, und damit die Si-NP-Bedeckung verbessert werden. Die resultierenden Oberflächen für unterschiedliche Laserenergien sind in Abb. 4.20 gezeigt: Durch die Laserbehandlung runden sich die Pyramidenspitzen ab (siehe Abb. 4.20b), mit Erhöhung von E_P wird diese Abrundung größer (siehe Abb. 4.20c und d).

Durch die OBIC-Methode der lateralen Variation können daher zwei Parameter zur Optimierung des Prozesses untersucht werden: Die verwendete Laserenergie zur Versinterung der Si-NP-Schicht und die Laserenergie zur Vorbehandlung des Substrates. Dies bedeutet eine Vielzahl von möglichen Energiekombinationen von Oberflächenbehandlung und anschließender Schichterzeugung. Durch die Vorteile der lateralen Variation und Charakterisierung durch das OBIC-System kann die benötigte Probenzahl reduziert werden, indem auf einer Probe zuerst die Oberfläche mit unterschiedlichen Laserenergien in eine Achsrichtung vorbehandelt wird, und nachfolgend in die andere Achsrichtung die Si-NP-Laserenergie variiert wird. Somit entsteht ein quadratisches Muster auf der Probe, deren OBIC-Messung in Abb. 4.21 gezeigt ist. Das eingezeichnete, quadratische Muster (weiße Linien) teilt dabei die Messung

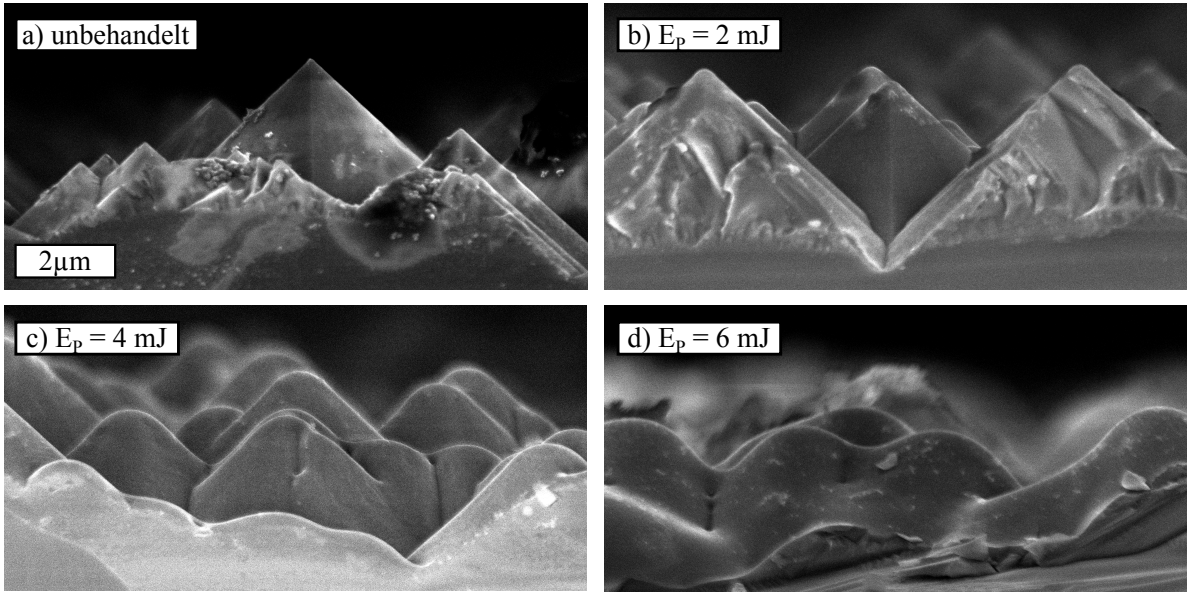


Abbildung 4.20: REM-Aufnahmen der Pyramidenstruktur: a) unbehandelte Oberfläche, b) mit $E_p = 2 \text{ mJ}$, c) mit $E_p = 4 \text{ mJ}$ und d) mit $E_p = 6 \text{ mJ}$ Laserenergie behandelt.

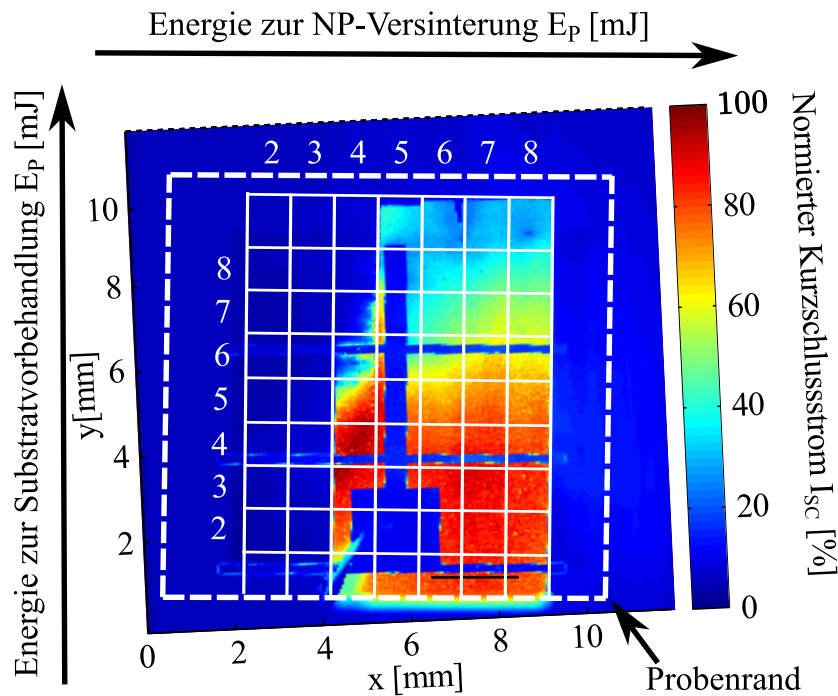


Abbildung 4.21: OBIC-Messung mit $\lambda = 808 \text{ nm}$ der erzeugten Solarzelle mit lateraler Variation zweier unterschiedlicher Parameter: 1) die Energie zur Vorbehandlung der pyramidenförmigen Oberfläche (siehe auch Abb. 4.20) sowie 2) die Energie zur Versinterung der Si-NP.

in Bereiche mit jeweils unterschiedlichen Vorbehandlung- und Si-NP-Laserenergien ein. Aufgrund der reduzierten Auflösung von $80\text{ }\mu\text{m}$ sind die lokalen Kurzschlüsse aus Abb. 4.19 nicht erkennbar. Ab einer Laserenergie zur Si-NP-Bearbeitung von $E_P = 4\text{ mJ}$ bildet sich ein pn -Übergang aus, der einen messbaren Kurzschlussstrom erzeugt. Danach bleibt dieser mit steigender Energie auf einem konstanten Niveau. Dies stimmt mit den Ergebnissen aus Abschnitt 4.3.4 überein. Die Substratvorbehandlung zeigt für $E_P = 2$ bis 4 mJ keinen Einfluss der Laserenergie auf den Kurzschlussstrom, für weiter steigende Energie ergibt sich jedoch eine deutliche Reduzierung des Stromes. Dies kann an der Zunahme von Oberflächendefekten durch die Substratvorbehandlung liegen, die sich auch in Abb. 4.20c und 4.20d zeigen. Diese führen zu einer Zunahme von Schicht- und Oberflächendefekten während der Laserbearbeitung der Si-NP und damit zu Rekombinationszentren. Des Weiteren könnte sich während der Oberflächenvorbehandlung Oxid in den dabei aufgeschmolzenen Bereich eingebaut haben, das nicht oberflächennah genug ist, um es durch die durchgeführte HF-Behandlung zu entfernen.

Diese Messung demonstriert die Effizienz und Qualität des entwickelten Verfahrens der OBIC-Analyse durch laterale Parametervariation, da mit nur wenigen Proben der Einfluss von zwei abhängigen Parametern auf den Prozess analysiert werden konnte.

4.4 Weitere Anwendungsbeispiele der OBIC-Methode

Neben Fragestellungen der Photovoltaik gibt es weitere Anwendungen, für die eine OBIC-Messung relevant ist. Dies soll anhand der nachfolgenden Beispiele aus dem Bereich der Thermoelektrik verdeutlicht werden.

4.4.1 Nachweis des lokalen pn -Übergangs in einem thermoelektrischen Generator aus Siliziumnanopartikeln

Mit der OBIC-Methode kann die Position eines senkrecht zur Beleuchtungsebene ausgerichteten pn -Übergangs lokalisiert werden [56, 57]. Auch die Diffusionslänge im Material lässt sich ermitteln, solange diese größer als die Auflösung des OBIC-Systems ist.

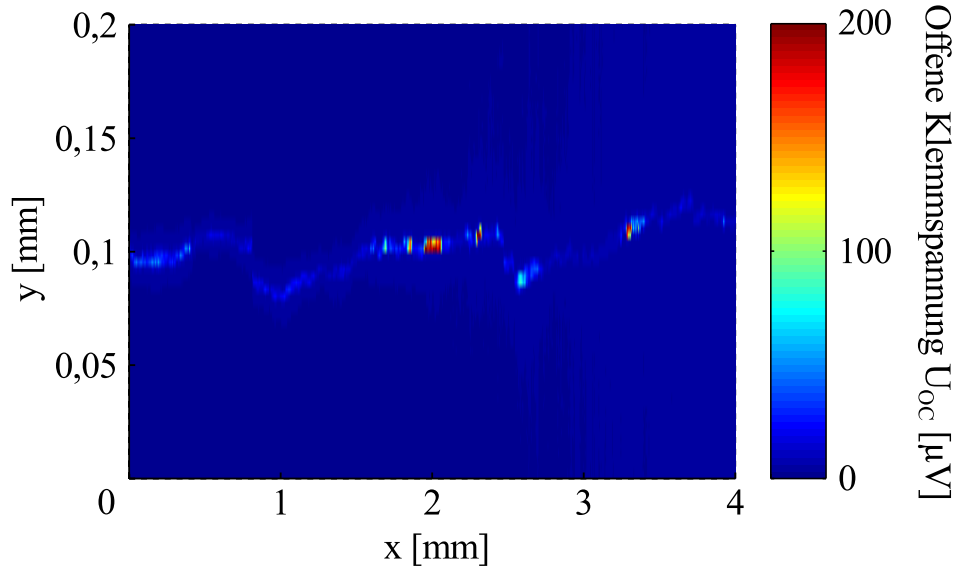


Abbildung 4.22: OBIV-Messung des pn -Übergangs des erzeugten TEG mit $\lambda = 532 \text{ nm}$. (Veröffentlicht in [117])

Im Folgenden wird dies anhand eines thermoelektrischen Generators (TEG) diskutiert, der aus Siliziumnanopartikeln hergestellt wurde.¹⁸ Der TEG wurde durch Ruben Chavez hergestellt und die zugehörigen Ergebnisse veröffentlicht [117]. Weitere Informationen zur thermoelektrischen Anwendung finden sich auch in [116, 118, 119]. Die verwendeten, mit Bor (p -)dotierten NP besitzen eine Dotierstoffkonzentration von $N = 7,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, während die mit Phosphor (n -)dotierten NP eine Dotierstoffkonzentration von $N = 3,0 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ aufweisen. Jeweils 1,5 g der komplementär dotierten NP wurde schichtweise in einen Graphittigel gefüllt. Mit einem Stromsinterverfahren [116, S. 31] wurden diese in 3 min bei einem mechanischen Druck von 9,5 MPa, einer Temperatur von 1100 °C und einer Heizrate von 100 °C min⁻¹ zu einer festen Probe verdichtet.

Der erzeugte TEG wurde anschließend mittels Silberleitlack an Vorder- und Rückseite kontaktiert. In Abbildung 4.22 ist eine OBIV-Messung des pn -Übergangs des TEG gezeigt, die mit der maximal möglichen Auflösung von $d_{1/e^2} \approx 4,3 \mu\text{m}$ und einem Rasterabstand von $\Delta s = 0,5 \mu\text{m}$ entstanden ist.¹⁹ Dabei wurde der Messbereich auf der x -Achse deutlich größer als auf der y -Achse gewählt, um den Verlauf des pn -Übergangs abzubilden. Dieser befindet sich mittig bei $y \approx 0,1 \text{ mm}$, variiert lokal in

¹⁸ Detaillierte Informationen zum Stromsinterverfahren und zu TEG finden sich in der Dissertation von Victor Kessler [116].

¹⁹ Lichtquelle: Diode Pumped Solid State (DPSS) cw Lasersystem (Coherent DPSS 532 – 200), $\lambda = 532 \text{ nm}$

der Klemmspannung und verläuft nicht entlang einer geraden Linie. Dies entsteht durch den manuellen Schüttungsprozess der losen NP, die übereinander in den Sintertigel gefüllt werden. Es kommt zu einer lokal unterschiedlichen Ladungsträgerkompensation und damit einer unterschiedlichen Güte der RLZ, was in ein reduziertes oder erhöhtes, lokales OBIV-Signal resultiert. Die Ausdehnung des pn -Übergangs ist $\approx 10\text{ }\mu\text{m}$.

Es wurde gezeigt, dass der Verlauf und die Güte des pn -Übergangs eines TEG durch OBIV-Messungen evaluiert werden kann.

4.4.2 Untersuchung der lokalen, thermischen Versinterung von komplementär dotierten Siliziumwafern

Ein alternativer Ansatz zur Herstellung eines TEG ist die direkte, thermische Versinterung zweier komplementär dotierter Siliziumwafer ($N = 1 \cdot 10^{15}\text{ cm}^{-3}$). Hierbei werden die jeweils $500\text{ }\mu\text{m}$ dicken Wafer zwischen zwei Metallstempel gebracht und unter Druck ein Strom eingepreßt, mit dem Ziel, einen möglichst großflächigen pn -Übergang zu erzeugen. Im Rahmen der Bachelorarbeit von Dennis Albrecht konnten erste Untersuchungen zur Prozessierung und Parameterwahl (z.B. Druck, elektrische Parameter) getätigt werden [120]. Durch Veränderung des Drucks sowie der elektrischen Parameter führen lokale Druckunterschiede zu unterschiedlichen Strompfaden im Material, die zu einer unterschiedlichen Versinterung der Grenzfläche zwischen p- und n-Wafer führen. Mit Hilfe des OBIC-Systems konnte dabei die lokale Versinterung der Wafer gemessen und die Güte des Sinterprozesses beurteilt werden. Die Qualität des erzeugten pn -Übergangs (der Güte des Versinterns) zeigt sich im OBIC-Strombild in einem größeren Strom. Durch Veränderung des Drucks oder Sinterstroms lässt sich die Homogenität der Versinterung beeinflussen, und der Sinterungsprozess optimieren.

In Abbildung 4.23 sind für drei Beispiele die gemessene OBIC-Topographie (4.23a, c und e), sowie die zugehörigen OBIC-Kurzschlussstrommessungen (4.23b, d und f) dargestellt. Als Wellenlänge wurde 808 nm ausgewählt, da der pn -Übergang im Gegensatz zu üblichen Solarzellen nicht an der Oberfläche, sondern tiefer ($500\text{ }\mu\text{m}$) im Material liegt. Dadurch wird die Ladungsträgertrennung über den pn -Übergang begünstigt und Oberflächendefekte werden weniger stark im OBIC-Bild gewichtet. Aufgrund des Sinterprozesses werden die zuvor quadratischen Proben brüchig, was in den Topographiemessungen sichtbar wird. Die Proben wurden an der Obersei-

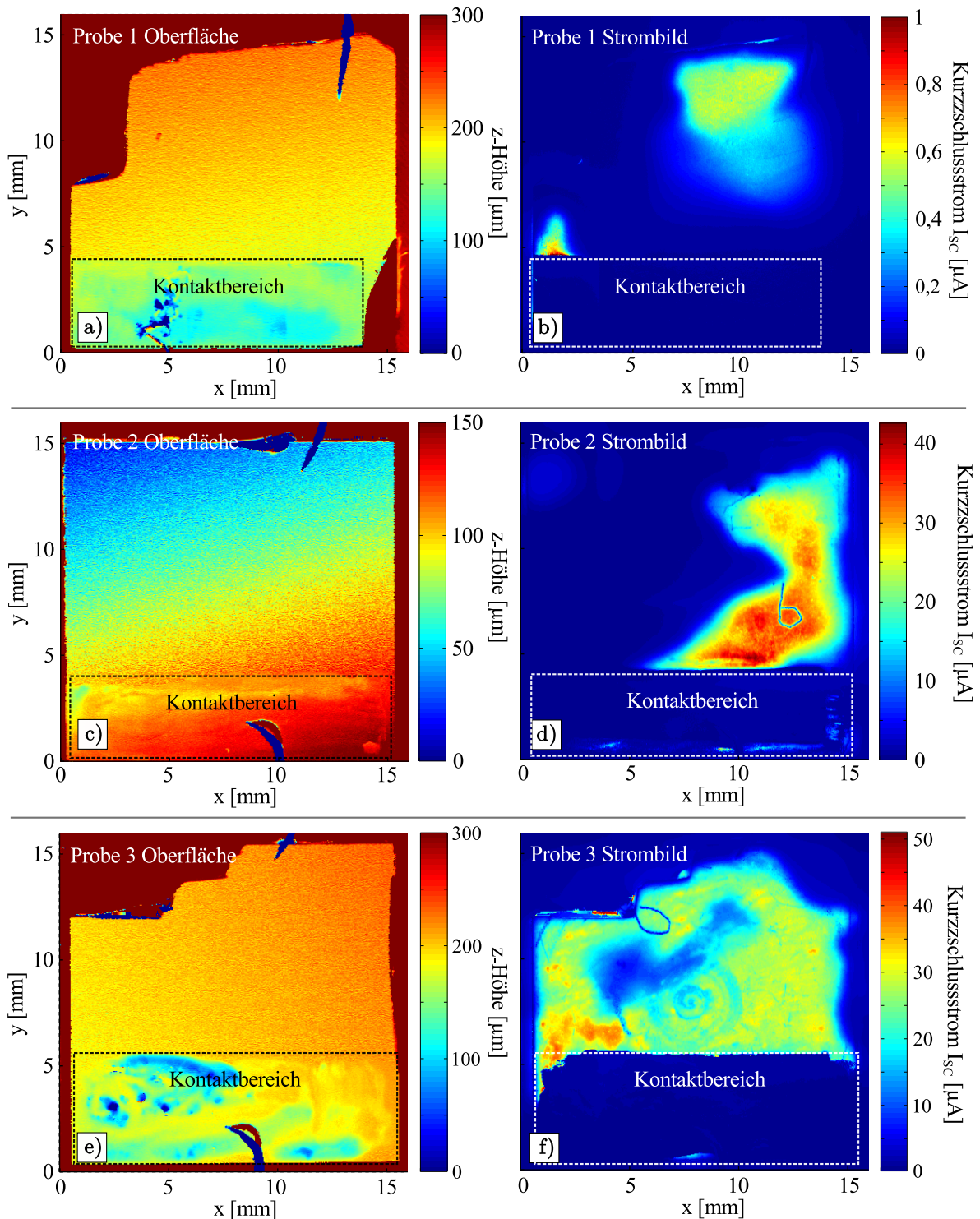


Abbildung 4.23: Gemessene Topographie (a,c,e) und OBIC-Kurzschlussstrom (b,d,f) dreier Proben, die über einen eingeprägten Strom großflächig versintert wurden.

te teilweise metallisiert und mit Silberleitlack bestrichen, um den Oberseitenkontakt herzustellen. Der Kontaktbereich ist in den Messungen eingezeichnet. Da die Silberleitlackschicht intransparent für Photonen ist, ist im Bereich des Kontaktes auch kein Strom messbar. Durch unterschiedliche Prozessparameter kommt es bei den gezeigten Proben zu lokaler, punktueller (Abb. 4.23b) einseitig flächiger (Abb. 4.23d) oder großflächiger Versinterung (Abb. 4.23f).

Der Nachweis des großflächigen pn -Übergangs korreliert mit den thermoelektrischen Eigenschaften, die mit zunehmender aktiver pn -Fläche besser werden. Dies ist durch Dennis Albrecht im Detail nachgewiesen worden [120]. Die ringförmige Struktur in Abb. 4.23f stammt von ringförmigen Unebenheiten des Kontaktstempels. Eine nur geringfügige Versinterung (siehe Abb. 4.23b und d) wird daher den unterschiedlichen Kontaktflächen der beiden Wafer zugesprochen, die sich durch den Aufbau der Sinteranlage und der manuellen Probenhalterung ergeben. Dadurch entstehen nur lokale Berührungspunkte anstatt eines flächigen Kontakts, an denen die Wafer dann bevorzugt versintern. Dies konnte durch die Beobachtung eines lokalen Glühens während des Sinterprozesses bestätigt werden [120].

5 Zusammenfassung und Ausblick

Der Schwerpunkt dieser Arbeit lag auf der Optimierung der Fokussierung und der Auflösung von Systemen zur lichtinduzierten Stimulation (LS) am Beispiel eines entwickelten Optical Beam Induced Current (OBIC)-Messplatzes zur Charakterisierung von Solarzellen.

Hierfür wurde ein alternativer Fokussiermechanismus für LS-Systeme (siehe Abschnitt 3.3) entwickelt, der es erstmalig ermöglicht, den Fokusabstand für jeden Messpunkt separat zu ermitteln und präzise nachzuführen, sodass auch gekrümmte, raue oder unebene Probenoberflächen (wie z. B. bei flexiblen Solarzellen) korrekt fokussiert werden. Auch eine Verkippung der Probe gegenüber der Tischebene wird automatisch korrigiert und bedarf keiner manuellen Justage. Durch die Einführung eines Referenzpunktes, an dem der korrekte Fokus justiert wird, können viele aufeinanderfolgende Messungen an unterschiedlichen Proben ohne weitere Justage erfolgen. Dieser Referenzpunkt liegt entweder auf einer CMOS-Kamera (siehe Abschnitt 3.3.2) oder für kleine Lichtfleckdurchmesser aufgrund der limitierten Auflösung der Kamera auf einer speziellen, photovoltaischen Probenoberfläche mit scharfer Metallkante (siehe Abschnitt 3.3.3).

Das adaptive Nachführen des Fokus wurde anhand einer gezielt zur Messebene verkipperten Probe in Abschnitt 3.3.4 demonstriert. Auch am Beispiel einer Solarzelle mit verbogener Oberfläche wurde gezeigt, dass die entwickelte, adaptive Fokusnachführung OBIC-Messungen ohne Bild- und Fokussierungsfehler ermöglicht. Trotz der Verbiegung konnten durch den Produktionsprozess verursachte Oberflächen- sowie tieferliegende Inhomogenitäten analysiert werden (siehe Abschnitt 4.2.3).

Das Fokussierprinzip wurde für LS-Systeme entwickelt, könnte aber auf seine Eignung für andere Messanwendungen, wie beispielsweise Photolumineszenz [121, 122] oder Elektrolumineszenz [123, 124], überprüft werden.

Die Messung verkapselter Proben (z. B. mit Glas oder Epoxidharz) mit dem vorgestellten, adaptiven Fokussystem erfordert die Berücksichtigung der unterschiedlichen Brechung des Lichtweges während der Topographiebestimmung und der anschließenden Messung. Wird diese nicht beachtet, so erhält man unfokussierte Mes-

sergebnisse. Durch ein eigens entwickeltes, analytisches Modell der geometrischen Optik kann die Änderung des Lichtweges vorhergesagt und berechnet werden, so dass die korrekte Messung von verkapselten Proben mit dem entwickelten System möglich ist (siehe Abschnitt 3.3.6).

Die Grenzen der Auflösung des Messsystems wurden anhand einer Probe mit Gitterkontakt auf der Vorderseite demonstriert (Abschnitt 3.3.5). Dabei konnten Höhenschwankungen des xy -Achssystems als Ursache für Bildverfälschungen bei maximaler Auflösung ausgemacht und eine potentielle Korrektur dieser Höhenschwankungen durch die Näherung der Topographiedaten an eine Ebene präsentiert werden.

Für eine weitere Optimierung der Fokussierung des OBIC-Systems könnten Objektive eingesetzt werden, die auf eine spezifische Wellenlänge mit entsprechender Brennweite und Apertur optimiert sind, und so kleinere Lichtfleckdurchmesser erzeugen (siehe 2.1.4). Ein Achssystem mit geringerer Höhenschwankung würde den Messfehler durch Positionsungenauigkeiten (siehe Abschnitt 3.3.5) reduzieren.

Diese Optimierung ist nur durch finanziellen Aufwand möglich, eine Alternative bietet die digitale Bildrekonstruktion. In LS-Systemen ist meist der Lichtfleckdurchmesser der limitierende Faktor der maximal möglichen Auflösung, während die Positionierung der Probe in deutlich feineren Schritten erfolgen kann. Wählt man den Rasterabstand kleiner als den Lichtfleckdurchmesser, so entsteht ein weichgezeichnetes Bild, in dem zusätzliche Bildinformationen enthalten sind. Es konnte erstmalig gezeigt werden, dass aus solchen Messungen durch die Anwendung des aus der digitalen Signalverarbeitung bekannte Superresolution (SR)-Prinzips diese Bildinformationen rekonstruiert werden können (siehe Abschnitt 3.4). Zur Evaluierung des verwendeten SR-Algorithmus wurde der MSE-Fehler anhand von Beispielmessungen im Vergleich mit einer Referenz ermittelt, und dieser um bis zu 61 % reduziert. Ein entscheidender Faktor für die Güte dieser Methode ist die Wahl des geeigneten LS-Algorithmus (hier: Projection Onto Convex Sets - POCS) und dessen Parameter. Die Einschränkungen und Möglichkeiten des Einsatzes eines solchen Algorithmus wurden diskutiert, und eine Methode zur Bestimmung der geeigneten Parameter vorgestellt.

Die digitale Bildrekonstruktion nach dem SR-Prinzip kann durch die Optimierung der POCS-Systemparameter (Iterationszahl Z , Konvergenzintervall δ_{rel} , Amplitudenbegrenzungen a und b) weiter vorangetrieben werden. Des Weiteren können andere POCS-Randbedingungen als auch andere SR-Algorithmen [7] auf ihre Eignung für

LS-Systemen überprüft werden. Auch das systemeigene Rauschen (z. B. durch Leistungsschwankungen der Lichtquelle) kann die Güte des SR-Systems beeinträchtigen und sollte weiter optimiert werden. Dies könnte im Falle der Monochromatorsysteme mit einer gleichzeitigen Messung der Lichtleistung für jeden einzelnen Messwert erfolgen, um Leistungsschwankungen zu kompensieren.

Die Anwendung des entwickelten OBIC-Systems konnte am Beispiel des Herstellungsprozesses von Solarzellen mit Emittersdotierung durch Laserbearbeitung von Siliziumnanopartikel (Si-NP)-Schichten gezeigt werden. Die prozessierten Solarzellen wurden in Abschnitt 4.1.2 durch *I-U*-Kennlinien analysiert. Mit einem theoretischen IQE-Modell der Solarzellenstruktur war es möglich, den Einfluss verschiedener Solarzellenparameter aufzuzeigen (siehe Abschnitt 4.1.4). Die Modellergebnisse konnten durch die Bestimmung der externen (EQE) und internen Quanteneffizienz (IQE) bestätigt werden. Mögliche Ursachen des geringen Wirkungsgrades ließen sich einer zu hohen Emittersdotierung bzw. der fehlenden Oberflächenpassivierung zuordnen, die in der erzeugten Emitterschicht begründet sind. Mittels OBIC-Messungen konnten Fehler in der Prozessierung der Emitterschicht erkannt und reduziert werden (siehe Abschnitt 4.2.1). Durch die IQE sind Teilbereiche der Solarzelle (Emitter, Raumladungszone, Absorber) analysiert worden. Anhand dieser IQE-Ergebnisse kann die Auswahl der Wellenlänge des OBIC-Systems so erfolgen, dass OBIC-Messungen den einzelnen Teilbereichen zugeordnet werden können (siehe Abschnitt 4.2.2).

Dieses neuartige Solarzellenkonzept steht am Anfang der technologischen Entwicklung und unterliegt aufgrund seiner Komplexität im Labormaßstab prozessbedingten Schwankungen [24, 109]. Durch den schwankungsbehafteten, mehrstufigen Herstellungsprozess ist eine statistische Bewertung des Einflusses einzelner Prozessparameter nicht möglich. Mit der Methode der lateralen Variation eines Parameters auf einer einzelnen Probe (siehe Abschnitt 4.3) konnten Prozessschwankungen (z. B. durch Kontaktierung oder Ätzprozess) ausgeblendet werden.

Folgende Parameter konnten im Hinblick auf deren Einfluss auf das entstehende Bauteil durch laterale Variation und OBIC-Messungen evaluiert werden:

- Einfluss des Prozessgases (4.3.1)
- Zeitliche Stabilität der Wasserstoffpassivierung (4.3.2)
- Temperaturstabilität der Wasserstoffpassivierung (4.3.3)
- Variation der Laserenergie (4.3.4)

- Mehrfache Laserbehandlung (4.3.5)
- Mehrfache Si-NP-Beschichtung und Laserbehandlung (4.3.6)
- Änderung der Emitterdotierstoffkonzentration (4.3.7)
- Herstellung von Emittern auf strukturierten Oberflächen (4.3.8)

Die Oberflächenstrukturierung ist ein essentieller Schritt zur Herstellung hocheffizienter Solarzellen, ist aber nur eingeschränkt mit dem hier beschriebenen Herstellungsprozess des Emitters kompatibel. Erste Ergebnisse auf Oberflächen mit pyramidenförmiger Struktur zeigen geringe Wirkungsgrade und lokale Kurzschlüsse, die mit maximaler Auflösung des OBIC-Systems ($d_{1/e^2} \approx 4,3 \mu\text{m}$) sichtbar gemacht werden konnten (siehe Abschnitt 4.3.8).

Für weiterführende Experimente ist die Realisierung eines flachen pn -Emitters in Kombination mit einer industrieller Fertigung interessant, um den erzielten Wirkungsgrad mit konventionell erzeugten Siliziumsolarzellen zu vergleichen und die Reproduzierbarkeit des Herstellungsprozesses zu erhöhen. Für weitere Versuche könnte je nach Verfügbarkeit der NP der Industriestandard von n -typ Emitter auf p -typ Substrat getestet werden.

Mit weiteren Anwendungsbeispielen zur Prozessoptimierung aus dem Bereich der Thermoelektrik ist die Vielfältigkeit der OBIC-Methode gezeigt worden. So konnte der pn -Übergang eines thermoelektrischen Generators (TEG) aus stromgesinterten Si-NP analysiert werden. Es zeigte sich ein lokal unregelmäßiger Verlauf und eine variierende Güte des erzeugten pn -Übergangs, die im manuellen Schüttungsprozess der Si-NP begründet sind. Des Weiteren wurde die Qualität der lokalen Stromsinterung von zwei komplementär dotierten Siliziumsubstraten bewertet, und Hinweise zur Optimierung des Prozesses gegeben.

A Anhang

A.1 Gittereffizienzen der Monochromatorsysteme

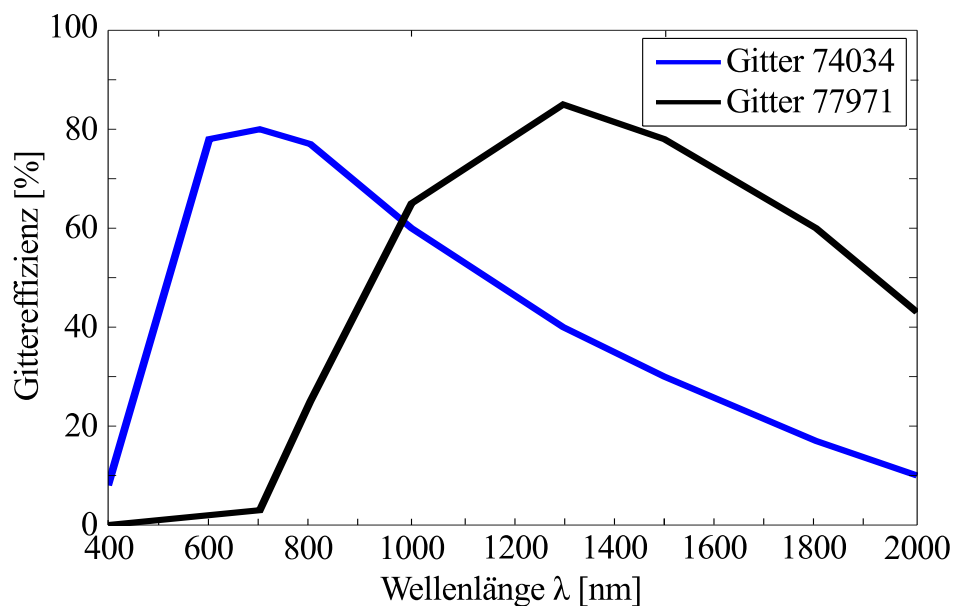


Abbildung A.1: Gittereffizienzen der beiden ausgewählten Gitter für jedes Monochromatorsystem: Newport 74034 (blau) für 400 bis 950 nm, Blaze-Wellenlänge 775 nm; Newport 77971 für 950 bis 2000 nm, Blaze-Wellenlänge 1250 nm. Beide besitzen 150 Linien/mm mit resultierender spektraler Bandbreite von ca. 15 nm (Halbwertsbreite, HWB) bei einem Festsplatt von 600 μm .

A.2 Automatisierte Auswertung der gemessenen I - U -Kennlinien mittels Matlab

Zur Auswertung umfangreicher Datensätze wurde ein Programm zur automatisierten Bestimmung der gesuchten Größen entwickelt. Es basiert auf der Kurvenanpassung der gemessenen I - U -Kennlinien anhand des Eindiodenmodells (siehe Abschnitt 2.2.4, Gleichung 2.24), sodass die genannten Parameter (R_S , R_P , n) be-

stimmt werden können. Gleichung 2.24 zeigt eine implizite Abhängigkeit des Stromes ($I = I(U, I)$), und ist somit nicht direkt analytisch lösbar. Verschiedene Lösungsansätze wurden entwickelt. So können die Größen beispielsweise über ein 3-Punkt Modell bestimmt werden [125].

Eine genauere Methode ist die Bestimmung der Parameter durch eine möglichst akurate Anpassung des Diodenmodells an die Messkurve. Dieser Ansatz wurde im Rahmen dieser Arbeit in einem Matlab-Programm etabliert und basiert auf einer nachfolgend beschriebenen Näherung von Zhang et al. [36], um die implizite Formel $I(U, I)$ mittels der Lambert-W-Funktion $W(x)$ [126] in eine analytisch auswertbare, explizite Form zu überführen. Die für die Näherung notwendige Bedingung lautet:

$$\exp\left(-\frac{q(U_{OC} + R_S \cdot I_{SC})}{n \cdot k_B \cdot T}\right) \ll 1. \quad (A.1)$$

Setzt man die benötigten Größen für alle im Rahmen dieser Arbeit entstandenen Solarzellen in diese Bedingung ein, so ist diese deutlich erfüllt (übliche Werte: $1 \cdot 10^{-13} \ll 1$). Die explizite Form von Gleichung 2.24 ergibt sich damit zu [36]:

$$I = \frac{nk_B T}{q R_S} \cdot W \left[\frac{q R_S}{nk_B T} \left(-I_{SC} - \frac{U_{OC}}{R_S + R_P} \right) \exp \left(\frac{-q U_{OC}}{nk_B T} \right) \times \exp \left(\frac{q}{nk_B T} \left(-R_S I_{SC} + \frac{R_P U}{R_P + R_S} \right) \right) \right] + \frac{U}{R_S} + I_{SC} - \frac{R_P U}{R_S (R_P + R_S)}. \quad (A.2)$$

Die Messdaten der I - U -Kennlinien werden in Matlab automatisiert eingelesen. Gleichung A.2 ist als Matlabfunktion implementiert worden, und die Parameter R_S, R_P, n werden mit dem in Matlab gegebenen, iterativen Fitalgorithmus *lscurvefit* so lange angepasst, bis die kleinste quadratische Abweichung zwischen der durch Formel A.2 generierten I - U -Kennlinie $I(U)$ und den gemessenen Werten $I_M(U)$ erreicht ist:

$$\min_x \|I((n, R_S, R_P), U) - I_M(U)\|_2^2 = \min_x \sum_i (I((n, R_S, R_P), U) - I_M(U))^2. \quad (A.3)$$

Aus praktischen Gründen werden Wertebereiche für die Parameter vorgegeben, damit die Fitfunktion keine Minima ohne physikalische Bedeutung ermittelt (z. B. ne-

gative Widerstände). Der zugehörige Parametersatz kleinster Abweichung R_S, R_P, n wird zusammen mit allen anderen Parametern ($U_{OC}, I_{SC}, n, R_S, R_P, I_0, I_{Ph}$, Füllfaktor und Wirkungsgrad η) sowie allen Fitwerten ausgegeben. Zur Kontrolle der Güte des Fits werden Messdaten $I_M(U)$ und Fitdaten $I(U)$ zusammen in einer Grafik ausgegeben. Zur Vereinfachung für Bediener ist eine Benutzeroberfläche vorhanden, die auch Anwendern ohne Programmiererfahrung eine Auswertung ermöglicht. Weiterführende Informationen und eine detaillierte Beschreibung der Benutzeroberfläche sind in der Masterarbeit von Bernd Christian Kunert zu finden [127].

A.3 Herstellungsprozess der Si-NP-Solarzellen

Nachfolgend ist die prinzipielle Prozessabfolge zur Herstellung der Si-NP-Solarzellen aufgeführt. Dieser Prozess wurde von Martin Meseth entwickelt und untersucht, weiterführende Informationen finden sich in seiner Dissertation [24].

1. Substratreinigung

Die Substrate werden für jeweils 5 min in Aceton, Isopropanol und deionisiertem Wasser in einem Ultraschallbad ($T = 40^\circ\text{C}$) gereinigt, um Verschmutzungen durch Sägen, Staub oder Fett zu entfernen.

2. Wasserstoffpassivierung der Substratoberfläche

An Luft bildet sich an der Oberfläche von Silizium eine Siliziumoxid (SiO_x)-Schicht aus [128]. Diese wirkt sich negativ auf den späteren Sinterungsprozess der Nanopartikel aus. Durch eine Behandlung mit Flusssäure (HF) kann Siliziumoxid an der Oberfläche des Siliziumsubstrates entfernt werden. Weiterführende Informationen zur Reaktion sind in [129] zu finden.

Zur Entfernung der Oxidschicht werden die Substrate 1 bis 5 min in ein 1 bis 5% Flusssäure (HF)-Bad eingetaucht. Es kommt während des Prozesses zu einer temporären Wasserstoffpassivierung der Siliziumoberfläche, sodass die Proben nachfolgend für ≈ 20 min an Luft weiterverarbeitet werden können [128, 130]. Die Haltezeit als auch die HF-Konzentration wurden variiert, um optimale Parameter für den Herstellungsprozess der Emitterschichten zu finden (siehe Bachelorarbeit Sven Reschke [109]). Die ermittelten Haltezeiten sind größer als sie bei der HF-

Passivierung von Siliziumwafern üblich sind [131], da die Oberfläche von Si-NP beschichteten Proben im Vergleich zu planen Wafern stark vergrößert ist, und dies den HF-Passivierungsprozess verlangsamt. Zhao et al. hat dies am Beispiel von glatten und strukturierten Siliziumsubstraten gezeigt [130].

3. Rotationsbeschichtung mit Siliziumnanopartikeln

Die im Verlauf dieser Arbeit verwendeten *p*-typ Siliziumnanopartikel (Si-NP) sind mit ca. 1 at% Bor dotiert und wurden durch das Institut für Energie und Umwelttechnik e.V. (IUTA) zur Verfügung gestellt [107, 132–134]. Sie besitzen einen mittleren Durchmesser von ca. 150 nm [24] und oxidieren an Luft augenblicklich, eine Oxidhülle von ca. 5 bis 20 Å entsteht [133, 135, 136]. Weiterführende Informationen zur Synthese und charakteristischen Eigenschaften der NP finden sich in [133].

Die Partikel werden in Ethanol gebracht und mit einer Mühle (Retsch MM 400) gemahlen. Die entstehenden NP-Dispersionen können über mehrere Wochen verwendet werden. Weiterführende Untersuchungen sind in [24] und [137] zu finden.

Die Beschichtung erfolgt mit einer Lackschleuder (Spin150-v3, SPS). Die Substrate werden mit Stickstoff trocken geblasen, und durch Unterdruck auf einem Halter fixiert. Die NP-Dispersion wird für 30 min in ein Ultraschallbad gegeben und anschließend mit einer Spritze durch einen Filter (0,7 µm Porengröße) zentral auf das Substrat gebracht. Nach dem Rotationsvorgang verdampft das Lösemittel, und die Nanopartikel bleiben zurück. Nachfolgend wird das Substrat für 5 min bei $T = 120^\circ\text{C}$ auf eine Heizplatte gelegt, um etwaige Lösungsmittelrückstände zu verdampfen.

Mehrere Parameter können Einfluss auf den Prozess und die Qualität der entstehenden Schicht nehmen: Die Rotationsgeschwindigkeit, Rotationsbeschleunigung, Rotationszeit sowie die Dispersionseigenschaften (Lösemittel, Materialkonzentration). Im Anhang A.3.1 ist dies theoretisch gezeigt. Für die Proben dieser Arbeit wurde die Rotationsbeschleunigung in ihrem numerischen Wert identisch zur Rotationsgeschwindigkeit gewählt, um eine konstante Beschleunigungszeit zu erhalten. Daher werden als Parameter lediglich Rotationsgeschwindigkeit und Rotationszeit angegeben.

4. Entfernung der Nanopartikeloxidhülle

Die Nanopartikel besitzen aufgrund ihrer Lagerung an Luft sowie in der Ethanol-dispersion (mit geringfügigem Wasseranteil) eine Oxidhülle, die in einem weiteren

Flusssäure (HF)-Schritt (analog zu Schritt 2) entfernt wird. Anschließend werden die Proben mit deionisiertem Wasser gesäubert und unter Stickstoff trocken geblasen.

5. Laserversinterung der Nanopartikelschicht

Zum Aufschmelzen der NP-Schicht steht ein UV-Lasersystem zur Verfügung. Ein gepulster Kryptonfluorid (KrF)-Excimerlaser (ATLEX-300-SI) erzeugt Laserstrahlung der Wellenlänge 248 nm, Pulslänge 4 bis 6 ns, Pulsrate 1 bis 300 Hz und einer Primärenergie von 6 bis 14 mJ [24]. Aufgrund der Wellenlänge ($\lambda = 248$ nm) ergibt sich eine Eindringtiefe in kristallinem Silizium von $d_E \approx 6$ nm [76], sodass die eingeprägte Energie an der Oberfläche der NP aufgenommen wird. Dies führt zu einer lokalen Temperaturerhöhung, und die Si-NP sowie die Substratoberfläche verflüssigen sich, sodass durch Flüssigphasendiffusion die Dotierung der Si-NP lokal in das Substrat eingebracht wird.

Die Probe befindet sich während des Prozesses in einer geschlossenen Probenkammer (konstruiert durch [24]), die mit einem Prozessgas (Stickstoff) gespült wird, um eine Oxidation der Probe zu vermeiden [138]. Vor Eintritt in die Prozesskammer wird der Laserstrahl durch eine optische Anordnung in ein „top-hat“ Gaußprofil mit einer geometrischen Ausdehnung von 11,5 mm auf 59 μ m (Begrenzung: $1/e^2$ -Durchmesser) umgewandelt, eine Laserlinie mit einer Fläche von $A \approx 0,68$ mm² entsteht.²⁰ Für häufig verwendete Energiewerte wurde die zugehörige Energiedichte ausgerechnet und sind in Tabelle A.1 aufgeführt.

Während des Sintervorgangs (Laser-Pulsfrequenz 100 Hz) wird die Probe mit einer Geschwindigkeit von 9,3 mm/min verschoben.²¹ Mit jedem Laserpuls wird die Probe lokal erhitzt, und NP-Schicht sowie Substratoberfläche verflüssigen sich, sodass die Diffusion des Dotierstoffes stattfinden kann. Durch nachfolgendes Abkühlen kristallisiert die Oberfläche wieder, ehe der nächste Laserpuls eintrifft. Der laterale Abstand zweier Laserpulse $\Delta x \approx 1,55$ μ m beträgt lediglich $\frac{1}{15}$ der Halbwertsbreite des Linienlasers, sodass jede Probenposition mehrfach verflüssigt wird [24].

²⁰ Die Bestimmung der Geometrie der Laserlinie wurde durch Erik Verheyen in seiner Masterarbeit durchgeführt und findet sich in [139, 140].

²¹ Die Geschwindigkeit und Pulsrate wurde durch Martin Meseth experimentell ermittelt, und im Rahmen dieser Arbeit beibehalten [24].

Tabelle A.1: Umrechnung der Energie eines Laserpulses in Energiedichte eines Laserpulses auf der Probenoberfläche.

Energie [mJ]	Energiedichte [J cm^{-2}]
1	0,15
2	0,29
3	0,44
4	0,59
5	0,74
6	0,88
7	1,03
8	1,18
9	1,33

6. Oxidentfernung an der Substratoberfläche

Analog zu Schritt 2 befindet sich an der Oberfläche der versinterten Proben eine Oxidschicht, die elektrisch isolierend ist und die Kontaktierung der Proben verschlechtert. Daher wird diese mit einem weiteren Ätzschritt (Flusssäure, HF) entfernt, um nachfolgend den Metallkontakt direkt auf die Siliziumoberfläche aufbringen zu können.

7. Metallisierung der Vorder- und Rückseite

Nach einem weiteren Trocknungsvorgang mit Stickstoff werden die Proben samt Probenhalter in eine Kammer zur thermischen Verdampfung²² (MBraun) eingebaut.

Für die Vorderseite steht eine Abdeckmaske mit Fingerstruktur zur Verfügung, die Rückseite wird vollflächig bedampft. Die Kammer wird nachfolgend evakuiert, bis ein Enddruck von $\approx 4 \cdot 10^{-6}$ mbar erreicht ist. Über ein Wolframschiffchen wird sodann Aluminium bei einer Aufdampftrate von 1 bis 4 Å/s verdampft bis eine $\approx 200 \text{ nm}$ Schicht entstanden ist.

A.3.1 Aufbringen von Lösungen mit sphärischen Partikeln

Liegen Dispersionen mit dispergierten, sphärischen Partikeln (Kugeln) vor, so ändert sich die Viskosität der Flüssigkeit entsprechend der Einsteingleichung [142] (ur-

²² Weitere Informationen hierzu sind in [141] zu finden.

sprünglich veröffentlicht in [143] und korrigiert in [144] durch Albert Einstein):

$$\frac{\eta'}{\eta'_0} - 1 = 2,5 \cdot \frac{V_{\text{part}}}{V_{\text{tot}}} \quad (\text{A.4})$$

$$\implies \eta = (2,5 \cdot c_V + 1) \cdot \eta'_0. \quad (\text{A.5})$$

Dabei ist η'_0 die Viskosität des Lösungsmittels, V_{part} das Gesamtvolumen der Partikel, V_{tot} das Gesamtvolumen der Flüssigkeit und $c_V = \frac{V_{\text{part}}}{V_{\text{tot}}}$ der Volumenanteil der Kugeln. Nimmt man den vereinfachten Fall an, dass die Rotationszeit t unendlich groß gewählt wird, so kann eine theoretische, proportionale Abhängigkeit der Schichtdicke h_∞ gegeben werden [145, 146]:

$$h_\infty \sim \omega^{-\frac{1}{2}} \cdot (\eta')^{\frac{1}{3}} \cdot c_V. \quad (\text{A.6})$$

Wobei ω die Rotationsgeschwindigkeit ist. In Kombination mit der Einsteingleichung (Gleichung A.4) ergibt sich damit für die Schichtdicke von Dispersionen mit eingebrachten Kugeln:

$$h_\infty \sim \omega^{-\frac{1}{2}} \cdot (2,5 \cdot c_V + 1)^{\frac{1}{3}} \cdot c_V \cdot (\eta'_0)^{\frac{1}{3}} \quad (\text{A.7})$$

Anhand der entwickelten Gleichung A.7 zeigt sich, dass die Schichtdicke primär von der verwendeten Lösung, dem Volumenanteil der Kugeln (bzw. Nanopartikel) sowie der Rotationsgeschwindigkeit abhängen. Aus praktischen Gründen wird zum Ansetzen der Dispersionen der Massenanteil c_G verwendet. Dabei gilt die Umrechnung:

$$c_V = \frac{1}{1 + \frac{\rho_K}{\rho_L} \cdot (c_G^{-1} - 1)}, \quad (\text{A.8})$$

mit der Dichte des Kugelmateri als ρ_K und des Lösungsmittels ρ_L .

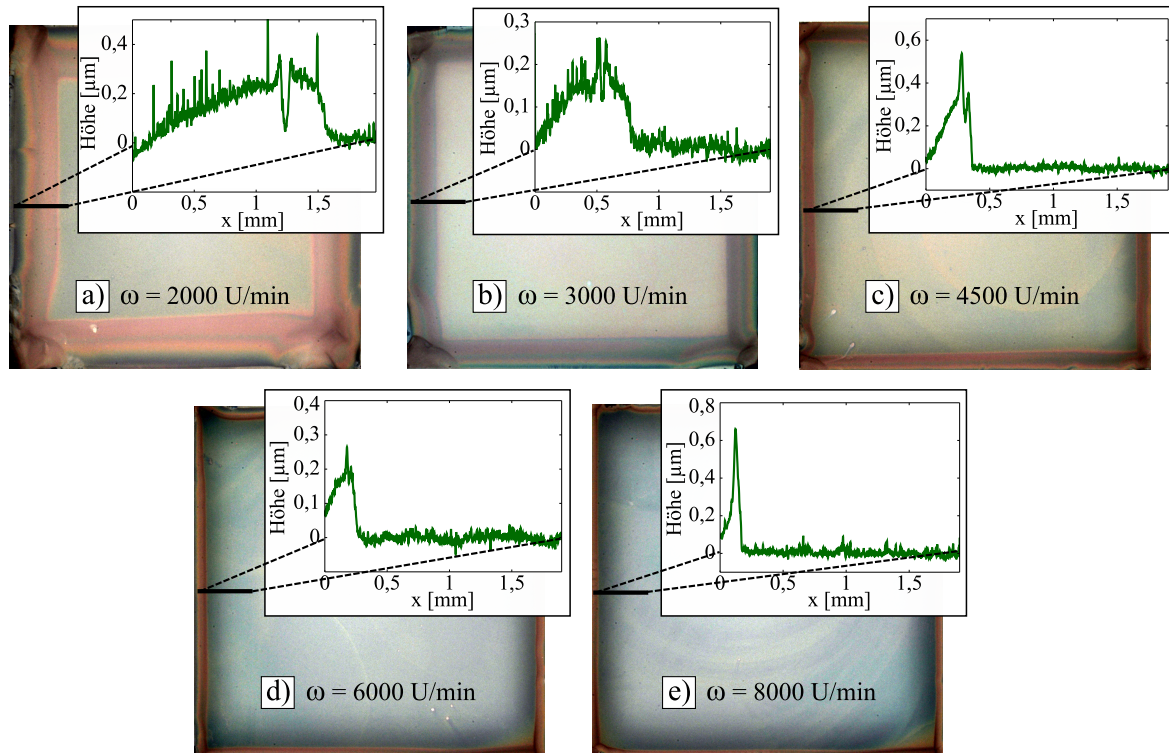


Abbildung A.2: Aufnahmen und Höhenprofile (Profilometer) der Verteilung der Si-NP-Schicht nach der Rotationsbeschichtung für verschiedene Rotationsgeschwindigkeiten ω . Für größere ω verkleinert sich der Bereich der Nanopartikelanhäufung am Rand.

A.3.2 Randinhomogenitäten der aufgeschleuderten Si-NP-Schicht

Während der Rotationsbeschichtung entsteht ein inhomogener Rand mit einer deutlich erhöhten Si-NP-Schichtdicke. Durch Veränderung der Rotationsgeschwindigkeit ω wird die Breite des Randes beeinflusst. In Abb. A.2 sind Fotos sowie Profilometer-Linienabtastung des Randbereiches für verschiedene ω gezeigt. Eine deutliche Abnahme der Randbreite ist für steigende ω zu erkennen. Außerhalb des Randbereiches stellt sich eine homogene, ebene Nanopartikelschicht konstanter Höhe ein. Für $\omega \geq 4500 \text{ U/min}$ ist die Ausdehnung des Randes $< 0,4 \text{ mm}$, sodass große Rotationsgeschwindigkeiten bevorzugt werden.

A.4 Bestimmung der externen und internen Quanteneffizienz

Ein Messplatz zur Bestimmung der EQE und IQE (siehe Gleichungen 2.27 und 2.28) wurde zur weiterführenden Analyse von Solarzellen im Rahmen der Bachelorarbeit von Scarlett Hemken to Krax aufgebaut [112]. Er ist für Siliziumsolarzellen ausgelegt und arbeitet in einem Wellenlängenbereich von 300 bis 1100 nm. Zur Bestimmung der EQE nach Gleichung 2.27 müssen sowohl die eingestrahlte Lichtleistung P_L als auch der durch diese erzeugte Kurzschlussstrom I_{SC} der Solarzelle wellenlängenabhängig gemessen werden.

Der schematische Aufbau des Messplatzes ist in Abb. A.3 dargestellt [112]. Das divergente Lichtspektrum einer Lampe (Quecksilber-Lichtbogenlampe oder Xenonlampe, Newport Corp.) wird in einem Linsensystem kollimiert und danach durch ein Filterradd auf den Eingangsspalt eines Monochromatorsystems (Cornerstone 260, Newport Corp.) fokussiert. Das Filterradd enthält passende Bandpassfilter um höhere Beugungsordnungen zu unterdrücken. Über ein Spiegelsystem wird das Licht auf eines von drei möglichen Beugungsgittern gerichtet. Es kommt immer das jeweilige Gitter mit der für die ausgewählte Wellenlänge größten Gittereffizienz zum Einsatz. Das Gitter zerlegt das Lichtbündel in seine spektralen Anteile, sodass nur ein kleiner Anteil des Lichtbündels durch einen der beiden wählbaren Austrittsspalte gelangt. Die Wellenlänge ist durch die Gitterposition einstellbar. Am Ende des ersten Austrittsspalt wird das so generierte monochromatische Lichtbündel auf eine Photodiode (Thorlabs S120VC) gelenkt, und die eingestrahlte Lichtleistung P_L für jede eingestellte Wellenlänge ermittelt. Am zweiten Austrittsspalt befindet sich eine Dunkelkammer, in der das Lichtbündel auf die zu untersuchende Solarzelle gelenkt wird. Die Zelle kann optional während dieser Messung mit einem sog. Biaslicht beleuchtet werden, um sie unter Betriebsbedingungen zu vermessen. Über einen Transimpedanzverstärker wird der Kurzschlussstrom I_{SC} der Zelle in ein Spannungssignal umgewandelt, über einen Lock-In-Verstärker (Stanford Research Systems, SR830) aufgenommen, und danach digital in ein Stromsignal zurückgerechnet. Die Lock-In-Technik wird verwendet, um den durch das monochromatische Licht erzeugten Anteil des Stromsignals aus dem Messsignal herauszufiltern, und Rauschen zu minimieren. Dazu wird das monochromatische Licht über ein Chopperrad (Thorlabs Inc., MC2000) frequenzmoduliert, und dann per Lock-In-Technik der modulierte Anteil des Messsignals wieder herausgefiltert. Der Verlauf des modulierten Lichtsignals entspricht einer zeitabhängigen Rechteckkurve $u(t)$ mit Amplitude u_0 , die als Taylor-

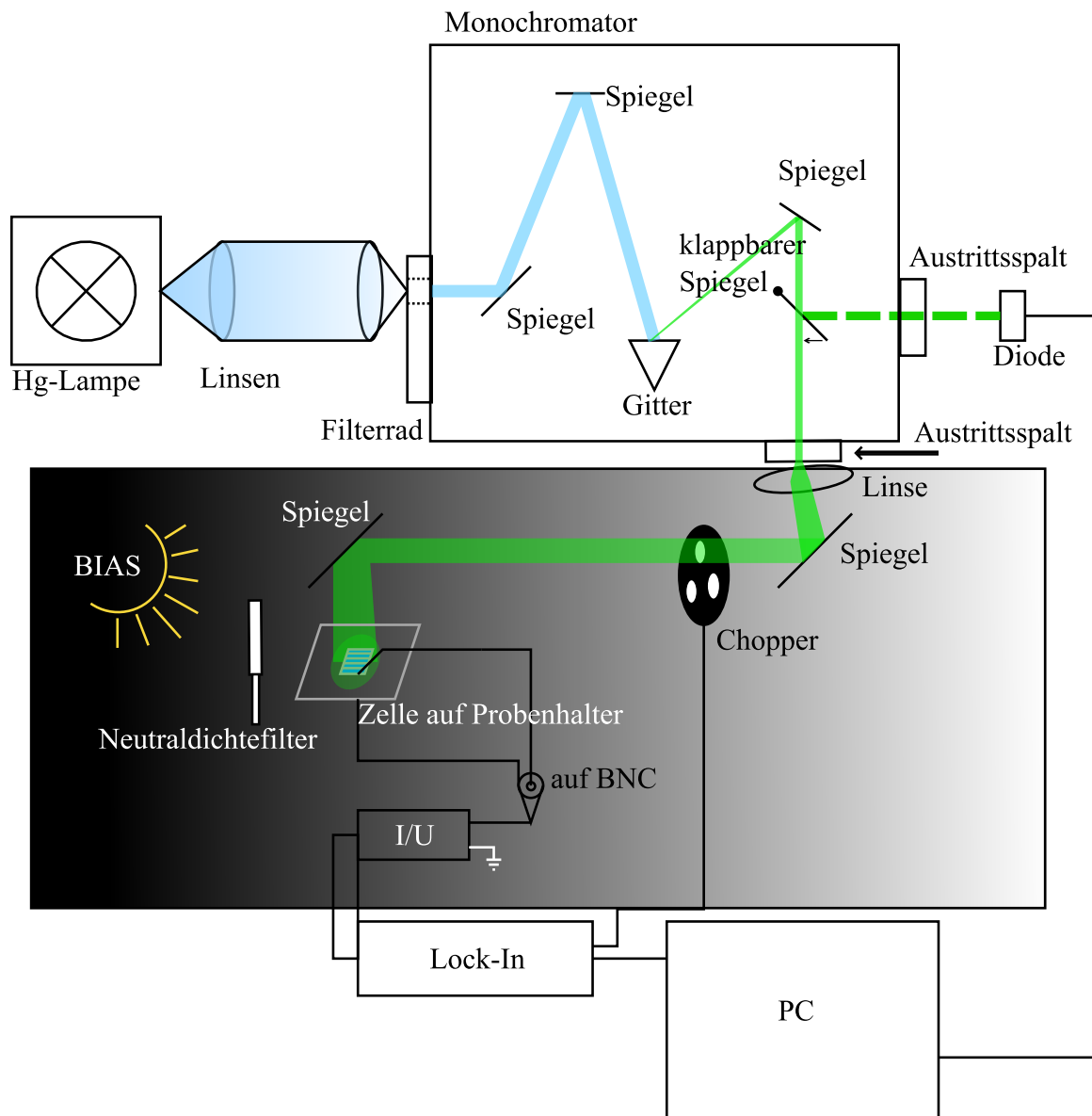


Abbildung A.3: Schematischer Aufbau des Messplatzes zur Bestimmung der externen Quanteneffizienz [112].

Reihenentwicklung dargestellt werden kann [147]:

$$u(t) = \frac{4u_0}{\pi} [\sin(\omega t) + \frac{1}{3}\sin(3\omega t) + \dots]. \quad (\text{A.9})$$

Der Lock-In Verstärker gibt als Messsignal U_{Sig} das quadratische Mittel (*engl. Root Mean Square, RMS*) des ersten Glieds der Taylorentwicklung aus [148]. Der ermittelte RMS-Wert wird über die Amplitude in die benötigte Differenz zwischen minimalem und maximalem Spannungswert U_{EQE} zur Bestimmung der EQE umgerechnet:

$$U_{\text{EQE}} = U_{\text{Sig}} \cdot \frac{\sqrt{2}\pi}{2}. \quad (\text{A.10})$$

Die Messung von P_L und I_{SC} geschieht aufeinanderfolgend durch ein entwickeltes LabVIEW-Programm (Die Benutzeroberfläche ist in Abbildung A.7 im Anhang gegeben). Dieses ermöglicht, die Quanteneffizienz automatisiert über einen PC zu ermitteln. Eine genaue technische Analyse zur Filterwahl, Gitterwahl, Lock-In Technik und Programmierung des Messplatzes ist in [112] zu finden.

Bestimmung der internen Quanteneffizienz

Zur Bestimmung der internen Quanteneffizienz nach Gleichung 2.28 wird daher neben der ermittelten EQE die spektrale Reflektivität $R(\lambda)$ der Solarzelle benötigt. Diese wurde im Rahmen dieser Arbeit in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Axel Lorke (Experimentalphysik, Universität Duisburg-Essen) an einem kommerziellen Fourier-spektrometer (Bruker, IFS113v) ermittelt. Dieses kann die Reflektivität nur für Wellenlängen $\lambda > 300 \text{ nm}$ ermitteln, und weist im Bereich von 300 bis 400 nm Messchwankungen auf, sodass die interne Quanteneffizienz unterhalb von 400 nm nur qualitativ bestimmbar ist.

Für den entwickelten Messplatz steht keine Referenzsolarzelle zur Kalibrierung des Systems zur Verfügung. Daher können die gemessenen Quanteneffizienzen nicht mit Literaturwerten verglichen werden. Dennoch lassen sich verschiedene Zellen untereinander vergleichen. Zur Vereinfachung dieser Vergleiche wurden die gezeigten Daten innerhalb jeder Abbildung auf das Maximum aller verglichenen Datensätze normiert.

A.5 Modellanalyse der internen Quanteneffizienz

Zur Einordnung der Messungen der internen Quanteneffizienz wird anhand der realen Photoströme einer Solarzelle aus Abschnitt 2.2.8 ein Modell zur Berechnung der IQE hergeleitet, um gemessene IQE-Kurven besser interpretieren zu können. Als Basis der Berechnung dienen die Gleichungen 2.27 und 2.28, durch die sich für die IQE ergibt:

$$\text{IQE}(\lambda) = \frac{\text{EQE}(\lambda)}{1 - R(\lambda)} = \frac{I_{\text{Ph}}(\lambda)}{q \cdot N_{\text{Ph}}(\lambda)(1 - R(\lambda))}. \quad (\text{A.11})$$

Unter der Annahme, dass die gesamte Strahlung ohne Reflexionsverluste ($R = 0$) in den Festkörper gelangt, und der Normierung der eingestrahnten Photonenzahl ($N_{\text{Ph}}(\lambda) = 1$), vereinfacht sich Gleichung A.11 zu:

$$\text{IQE}(\lambda) = \frac{I_{\text{Ph}}(\lambda)}{q}. \quad (\text{A.12})$$

Zur Analyse der Verlustmechanismen wird die IQE analog zum Modell der Photoströme in drei Bereiche aufgeteilt, die gemeinsam zur gesamten IQE der Solarzelle beitragen: Emitter $\text{IQE}_{\text{E}}(\lambda)$, Raumladungszone $\text{IQE}_{\text{RLZ}}(\lambda)$ und Absorber $\text{IQE}_{\text{A}}(\lambda)$. Es gilt dabei wie für die Berechnung des Gesamtstromes (Gleichung 2.32):

$$\text{IQE}(\lambda) = \text{IQE}_{\text{E}}(\lambda) + \text{IQE}_{\text{RLZ}}(\lambda) + \text{IQE}_{\text{A}}(\lambda) \quad (\text{A.13})$$

$$= \frac{1}{q} [I_{\text{E}}(\lambda) + I_{\text{RLZ}}(\lambda) + I_{\text{A}}(\lambda)]. \quad (\text{A.14})$$

Die Gleichungen wurden in Matlab in der Funktion *iqecalc.m* implementiert, der zugehörige Quellcode ist im Anhang in Abschnitt A.5.2 aufgeführt.

A.5.1 Bestimmung der benötigten Größen zur Modellbildung

Nachfolgend werden die notwendigen Größen der Photostromgleichungen 2.29, 2.30 und 2.31 zur Berechnung der IQE erläutert. Als Absorptionskoeffizient $\alpha'(\lambda)$ wurden

Literaturwerte von Green et al. für kristallines Silizium (c-Si) verwendet [76]. Der Diffusionskoeffizient D der Minoritäten ist in Abhängigkeit der Ladungsträgerbeweglichkeit μ und Temperatur T durch die Einstein-Gleichung gegeben [26, S. 46]:

$$D = \frac{k_B T}{q} \mu. \quad (\text{A.15})$$

Bei Zimmertemperatur ($T = 300 \text{ K}$) ist μ im Halbleiter von dessen Dotierung N abhängig und kann näherungsweise durch

$$\mu = \mu_{\min} + \frac{\mu_0}{1 + \left(\frac{N}{N_{\text{ref}}}\right)^\alpha} \quad (\text{A.16})$$

beschrieben werden [30, S. 552]. Dabei sind μ_{\min} , μ_0 und N_{ref} numerisch ermittelte Größen anhand der Näherung an experimentelle Daten [149].

Die Dotierstoffkonzentration des aus Si-NP erzeugten Emitters als $N_E > 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ angenommen, sodass SRH und strahlende Rekombination vernachlässigt werden können (siehe Gleichung 2.15 bzw. Abb.2.4). Diese Annahme wird durch die Messung der tiefenabhängigen Dotierstoffkonzentration von vergleichbar hergestellten NP-Emitterschichten in Abb. A.4 bestätigt [107]. Die Messdaten wurden durch elektrochemische Kapazitäts-Spannungsmessungen (*engl. electrochemical capacitance voltage*, ECV) an Proben mit NP-Emitterschichten ermittelt, die mit unterschiedlichen Laserenergien E_P (siehe Abschnitt A.3) versintert wurden. Es zeigt sich eine Emitterdotierung im Bereich von $N_E \approx 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ [107]. Weiterführende Informationen finden sich in der Dissertation von Martin Meseth [24].

Der Einfluss der Laserenergie auf die Emitterdicke ist in Abb. A.4 gegeben. Mit steigender Laserenergie werden NP und Substrat tiefer aufgeschmolzen und der Dotierstoff wird durch Flüssigphasendiffusion tiefer in das Substrat eingebracht, der Emitter wird dicker. Es konnte eine energieabhängige Emitterdicke von bis zu $H_E \approx 300 \text{ nm}$ nachgewiesen werden, die nachfolgend im Modell verwendet wird. Die Absorberdicke $H_A = 250 \text{ }\mu\text{m}$ ist durch die verwendeten Substrate definiert. Die Raumladungszonenbreite W wurde mit den bekannten Dotierstoffkonzentrationen anhand des Modells des abrupten pn-Übergangs zu $W = 1,06 \text{ }\mu\text{m}$ abgeschätzt (siehe

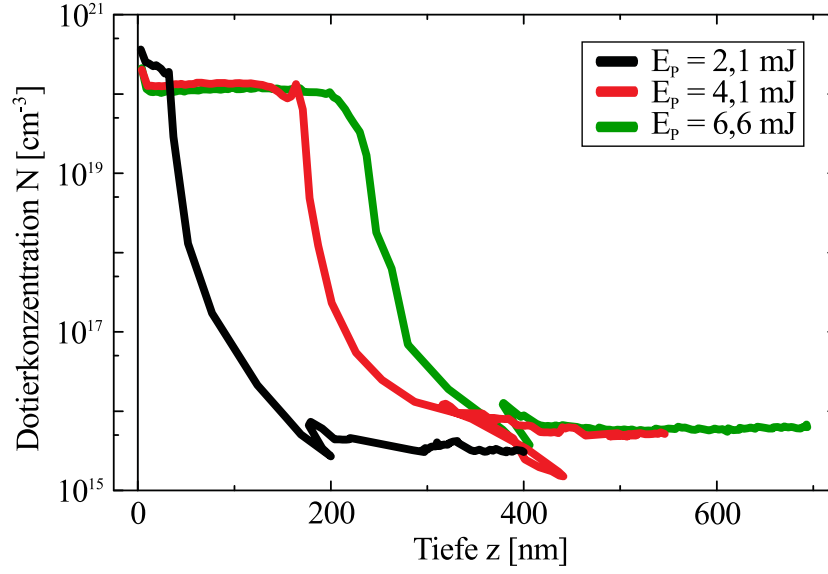


Abbildung A.4: Dotierstoffkonzentration N in Abhängigkeit der Tiefe z im Material aus [107], ermittelt durch elektrochemische Kapazitäts-Spannungsmessungen (ECV) an Proben mit Si-NP-Emitterdotierung, die mit unterschiedlicher Laserenergie E_p versintert wurden.

Gleichung 2.14) [28, S. 71].

Die Lebensdauer τ_E im p -dotierten Emitter ist daher näherungsweise bestimmt durch Auger-Rekombination (siehe Gl. 2.15). Unter der Annahme niedriger Injektionsraten (Überschussladungsträgerkonzentration $\Delta n \ll N_E$) vereinfacht sich diese zu [30, S. 425]:

$$\tau_E = \tau_{Auger} \approx \frac{1}{C_p(N_E^2 + 2N_E\Delta n + \Delta n^2)} \xrightarrow{\Delta n \ll N_E} \tau_E \approx \frac{1}{C_p N_E^2}, \quad (\text{A.17})$$

mit dem Auger-Koeffizienten $C_p = 1 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ [30, S. 424]. Damit kann die Lebensdauer in Abhängigkeit der Emitterdotierung N_E abgeschätzt werden.

Somit ergibt sich die Diffusionslänge L der Minoritäten in Absorber und Emitter in Abhängigkeit der Dotierung aus der Diffusionskonstanten D (Gleichungen A.16 und A.15) und Lebensdauer τ [26, S. 46]:

$$L = \sqrt{D\tau}. \quad (\text{A.18})$$

Für die Minoritäten (Elektronen) im p -dotierten Emittmaterial wurden folgende Literaturwerte berechnet [30, S. 552]: $\mu_0 = 1268 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $\mu_{\min} = 92 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $N_{\text{ref}} = 1,3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und $\alpha = 0,91$. Damit können über die Zusammenhänge aus Gleichung A.15 und A.16 Berechnungen mit variierender Emittersdotierung durchgeführt werden. Wenn andere Parameter als die Emittersdotierung während der Modellberechnung variiert werden, so wurde eine Dotierung von $N_E \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ festgelegt, da diese deutlich unter der durch Götzberger vorgeschlagenen, maximalen Dotierung des Emitters $N_E \leq 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ für hocheffiziente Solarzellen liegt. So wurde sichergestellt, dass der Emitt die IQE nicht negativ beeinflusst. Für diese folgt mit Gleichung A.15 und A.16 $D_E \approx 5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, sowie mit Gleichung A.17 $\tau_E \approx 2,5 \mu\text{s}$ und daraus $L_E \approx 34 \mu\text{m}$ anhand von Gleichung A.18.

Im n -dotierten Absorber ist es nicht erforderlich, die Dotierstoffkonzentration zu variieren, da das verwendete Substrat mit $N_A = 1 \cdot 10^{15}$ bis $4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ für alle Proben gleich dotiert ist. Für die Berechnungen wurde $N_A = 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ausgewählt. Es wurden in der Literatur folgende Parameter für die Berechnung mit Gl. A.15 und A.16 ermittelt [30, S. 552]: $\mu_0 = 406,9 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $\mu_{\min} = 54,3 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $N_{\text{ref}} = 2,35 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und $\alpha = 0,88$. Für die vorliegende Dotierung ergibt sich näherungsweise $D_A \approx 12 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ (Gleichung A.15). Für das verwendete Substrat wurde idealisiert angenommen, dass keine Rekombination im Absorber vorliegt. Für die nachfolgenden Modellbetrachtungen ist dies ausreichend, da hauptsächlich Unterschiede im Emitt analysiert werden. Zur Berechnung innerhalb des Modells wurde daher im Absorber eine endliche, aber große Lebensdauer $\tau_A \approx 3,6 \text{ s}$ ausgewählt, und damit die Diffusionslänge im Absorber mit Gleichung A.18 zu $L_A \approx 6,5 \text{ cm}$ berechnet.

A.5.2 Berechnung der internen Quanteneffizienz

Zur Berechnung der internen und externen Quanteneffizienz anhand des entwickelten Modells in Abschnitt A.5 wurde die nachfolgend gegebene Funktion *iqecalc.m* in Matlab entwickelt. Durch Variation der Eingangsparameter sind die gezeigten Modellergebnisse berechnet worden.

```

1 function [IQEE, IQEA, IQER, IQEG, LE] =
2     iqecalc(alpha, R, TauE, TauA, SE, SA, DE, DA, xj, W, H)
3 % q – Elementarladung
4 % alpha – Absorptionskoeffizient (damit indirekt: Wellenlaenge)
5 % Nph – Number of photons per area/time/bandwidth
6 % R – Reflektivitaet der Probe

```

```

7 % TauE – Lebensdauer der Minoritaet im Emitter
8 % TauA – Lebensdauer der Minoritaet im Absorber
9 % LE – Diffusionslaenge der Minoritaeten im Emitter
10 %      (Sze: n-Emitter, daher Loecher Lp, bei uns umgedreht)
11 % LA – Diffusionslaenge der Minoritaeten im Absorber (Ln im Sze)
12 % SE – Vorderseitenrekombinationsgeschwindigkeit (Sp im Sze)
13 % SA – Rueckseitenrekombinationsgeschwindigkeit (Sn im Sze)
14 % DE – Diffusionskonstante der Minoritaeten im Emitter (Dp im Sze)
15 % DA – Diffusionskonstante der Minoritaeten im Absorber (Dn im Sze)
16 % H – Dicke des Absorbers
17 % W – Dicke der RLZ
18 % xj – Emitterschichtdicke
19 % IE – Emitterstrom
20 % IR – Strom aus der Raumladungszone
21 % IA – Absorberstrom
22 % IG – Gesamtstrom
23 % EQEE – Externe Quanteneffizienz Emitter
24 % EQEA – Externe Quanteneffizienz Absorber
25 % EQER – Externe Quanteneffizienz RLZ
26 % EQEG – Externe Quanteneffizienz gesamt
27 % IQEE – Interne Quanteneffizienz Emitter
28 % IQEA – Interne Quanteneffizienz Absorber
29 % IQER – Interne Quanteneffizienz RLZ
30 % IQEG – Interne Quanteneffizienz gesamt

32 LE = sqrt(DE*TauE);
33 LA = sqrt(DA*TauA);

35 Nph = 1; % Normierte Einstrahlung
36 R = 0; % Keine Reflexion an der Oberflaeche
37 q = 1.602176565E-19; % Elementarladung

39 for i=1:length(alpha) % Berechnung der Teilstroeme
40 IE(i) = (q*Nph*(1-R)*alpha(i)*LE/(alpha(i)^2*LE^2-1))
41 * (((SE*LE/DE+alpha(i)*LE)-exp(-alpha(i)*xj)
42 * (SE*LE/DE*cosh(xj/LE)+sinh(xj/LE)))
43 / (SE*LE/DE*sinh(xj/LE)+cosh(xj/LE)))
44 - alpha(i)*LE*exp(-alpha(i)*xj));
45 IA(i) = (q*Nph*(1-R)*alpha(i)*LA/(alpha(i)^2*LA^2-1))
46 * exp(-alpha(i)*(xj+W))
47 * (alpha(i)*LA - (SA*LA/DA*(cosh(H/LA)-exp(-alpha(i)*H))
48 + sinh(H/LA) + alpha(i)*LA*exp(-alpha(i)*H))
49 / (SA*LA/DA*sinh(H/LA)+cosh(H/LA)));
50 IR(i) = q*Nph*(1-R)*exp(-alpha(i)*xj)*(1-exp(-alpha(i)*W));

```

```

51 end
53 IG = IE + IA + IR; % Berechnung des Gesamtstroms
55 % Berechnung der EQE
56 EQEE = IE / (q*Nph);
57 EQEA = IA / (q*Nph);
58 EQER = IR / (q*Nph);
59 EQEG = IG / (q*Nph);
61 % Berechnung der IQE
62 IQEE = IE / (q*Nph*(1-R));
63 IQEA = IA / (q*Nph*(1-R));
64 IQER = IR / (q*Nph*(1-R));
65 IQEG = IG / (q*Nph*(1-R));
66 end

```

A.6 Parameter der OBIC-Messungen

Die im Rahmen dieser Arbeit diskutierten Proben sind keine idealen Solarzellen und weisen daher im Vergleich zu hocheffizienten Solarzellen (siehe Abschnitt 2.2.5) große Serienwiderstände ($R_S > 0,5 \Omega \text{ cm}^2$) und geringe Parallelwiderstände ($R_P \leq 1000 \Omega \text{ cm}^2$) auf. Daher sind Kurzschlussstrom I_{SC} und offene Klemmspannung U_{OC} prinzipiell von beiden Widerständen beeinflusst, und als gleichwertige Messgrößen anzusehen. Dies ist in Abbildung A.5 anhand der OBIV-Messung der offenen Klemmspannung (a) und der OBIC-Messung des Kurzschlussstromes (b) einer photovoltaischen Probe (Analyse dieser Probe in Abschnitt 4.2.3) verdeutlicht. Beide Größen wurden mit $\lambda = 980 \text{ nm}$ gemessen und ergeben eine nahezu identische Verteilung von Strom bzw. Spannung, und weisen nur geringfügige Unterschiede auf. Im Verlauf dieser Arbeit kommen verschiedene Strom- und Spannungsmessgeräte zum Einsatz (siehe Abschnitt 3.2.5). Zu Beginn stand lediglich eine Keithley 238 SMU zur Verfügung. Aufgrund seiner internen Verschaltung ist der Kurzschlussstrom nur von Proben mit einem Gesamtwiderstand $> 1 \text{ k}\Omega \text{ cm}^2$ messbar. Ist der Widerstand zu gering, so ist die über den Verbraucher abfallende Spannung zu gering, um durch das interne Voltmeter korrekt gemessen zu werden, und die interne Stromquelle zur Regelung der Spannung kann nicht richtig eingestellt werden. Der Regelstrom schwankt periodisch und wird so anstatt des Kurzschlussstromes gemessen.

Daher konnte damit der Kurzschlussstrom für Proben mit kleinem Gesamtwiderstand ($\leq 1000 \Omega \text{ cm}^2$) nicht bestimmt werden, sodass in allen anfänglichen Messungen nur die offene Klemmspannung mit diesem Messgerät bestimmt werden konnte. Dieser Fehler tritt bei einem Multimeter ohne interne Spannungs- oder Stromquelle nicht auf, da diese keine aktive Regelung von Strom oder Spannung besitzen. Sobald als weiteres Messgerät das Keithley 2010 Multimeter zur Verfügung stand, konnten beide Messgrößen ermittelt werden, und es wurde in der Regel der Kurzschlussstrom gemessen, da dieser im Vergleich zur offenen Klemmspannung eine direkte Proportionalität zum Photostrom I_{ph} aufweist (siehe Abschnitt 2.2.4).

Zur Untersuchung von Defekten und deren Auswirkung auf die Solarzelle unter Beleuchtung durch die Sonne wird in OBIC-Messungen häufig eine monochromatische Leistungsdichte von 1000 W m^{-2} verwendet, da sie der eingestrahnten, integralen Leistungsdichte der Sonne entspricht [62, 79, 80, 150–152]. Je nach gewähltem Lichtfleckdurchmesser und damit bestrahlter Fläche resultiert diese Leistungsdichte in eine eingestrahlte, integrale Leistung im Bereich von 1 bis 100 nW und damit Messsignale, die je nach Güte der Solarzelle im pA bis nA Bereich liegen [153]. Die in Abschnitt 3.2.5 beschriebenen Messgeräte können diese Ströme nur mit großem Rauschanteil, oder gar nicht aufnehmen. Mit einem Lock-In Verstärker können deutlich kleinere Signale gemessen werden. Dies ermöglicht die Messung mit einer monochromatischen Lichtleistung, die einer Sonne (1000 W m^{-2}) entspricht. Allerdings wird dabei die ca. 10-fache Messzeit benötigt. Dies bedeutet für eine typische OBIC-Messung der im nachfolgenden diskutierten Solarzellen mit ca. 20000 Messpunkten - je nach gewähltem Rasterabstand, Messbereich und Signalstärke - eine Messzeit von 20-100 Stunden, und ist daher nicht praktikabel. Deshalb kann der Lock-In Verstärker nur mit deutlich reduzierter Auflösung oder kleineren Messbereichen eingesetzt werden.

Um die Messzeit zu verkürzen und das Signal-Rauschverhältnis während der Messung so gering wie möglich zu halten, wurden alle Lichtquellen mit maximaler Ausgangsleistung in Kombination mit dem Keithley 2010 Multimeter verwendet. Dies hat zur Folge, dass je nach gewähltem Lichtfleckdurchmesser eine weitaus größere Leistungsdichte von 50 bis 50 000 Sonnen eingeprägt wird, und damit die gemessenen Strom- oder Spannungsverteilungen nicht dem Idealfall der Bestrahlung von einer Sonne entspricht. Dennoch ist dies für OBIC-Messungen eine häufig praktizierte Methode [12, 54, 77, 154, 155], wenn die unterliegende Fragestellung etwaige Abweichungen zulässt. Im Zentrum der folgenden Ergebnisse steht die Prozesskon-

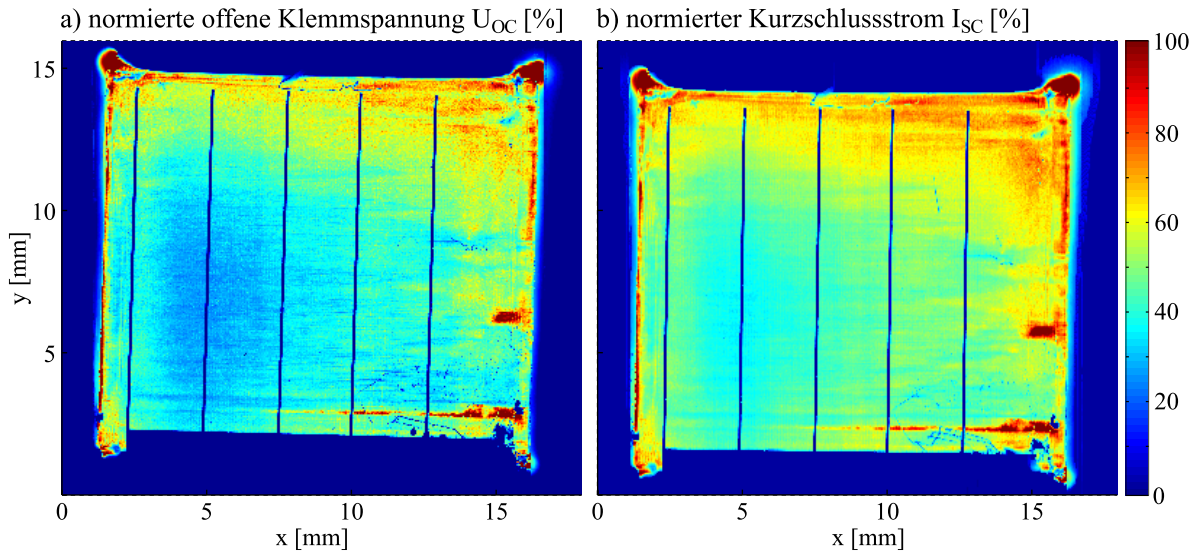


Abbildung A.5: Vergleich von a) OBIV- und b) OBIC-Messung einer photovoltaischen Probe. Die relative Verteilung des Messsignals weist qualitativ eine große Ähnlichkeit auf.

trolle der Emitterhomogenität, sowie die gezielte Änderung eines Parameters in bestimmten Bereichen der Emitterschicht. Für diese Anwendung ist das auf das Maximum normierte Messsignal und dessen laterale Verteilung ausreichend und aussagekräftig genug. Als akzeptabler Kompromiss zwischen Messdauer und Auflösung wurden die im Folgenden gezeigten OBIC- oder OBIV-Messungen mit einem x - und y -Rasterabstand (bzw. Auflösung) von $\Delta s = 40$ bis $80 \mu\text{m}$ aufgenommen, was 20 000 bis 100 000 Messpunkten und einer Messzeit von 2 bis 5 h entspricht.

A.7 LabVIEW-Programme

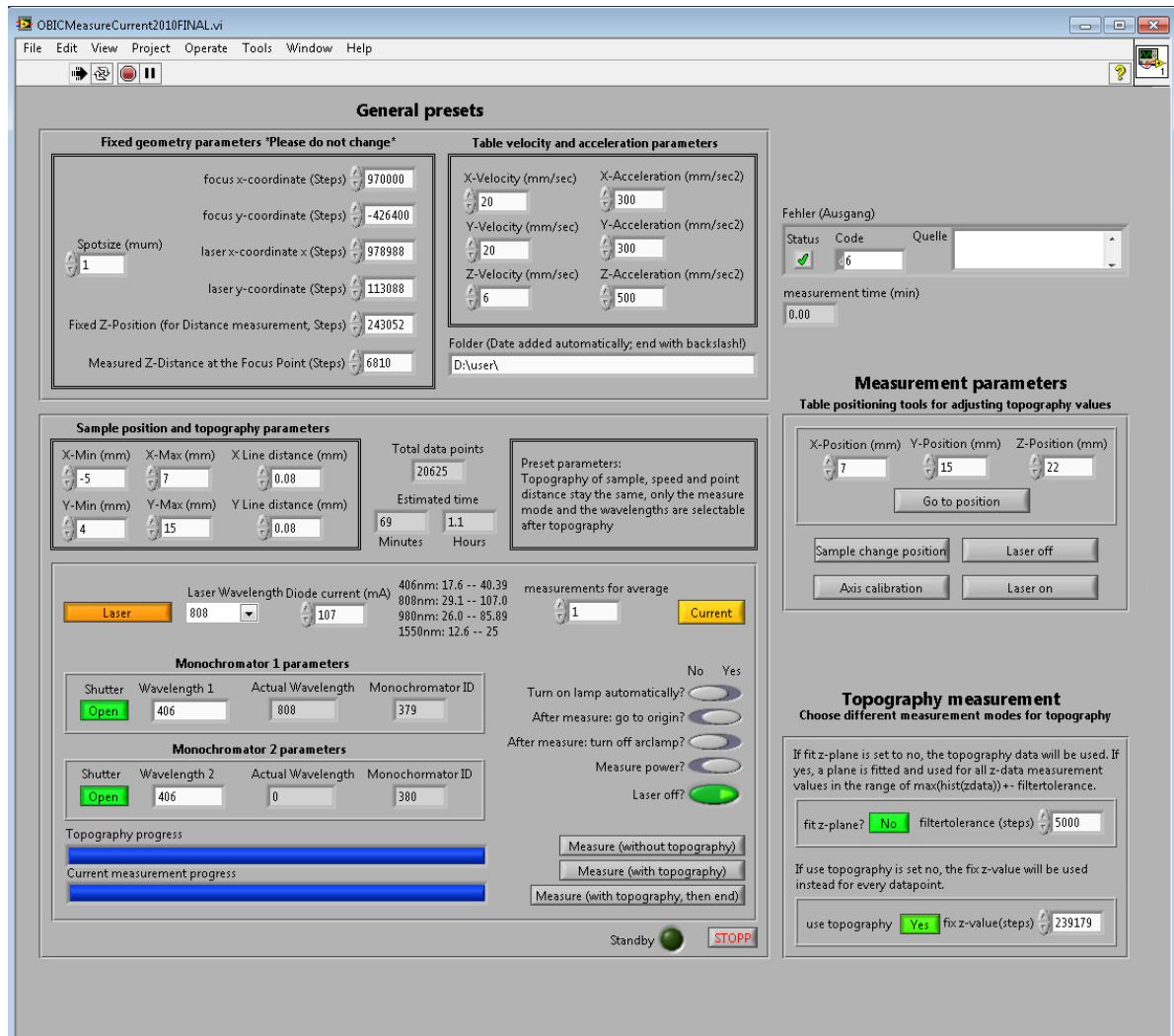


Abbildung A.6: LabVIEW-Benutzeroberfläche zur Steuerung des entwickelten OBIC-Messplatzes.

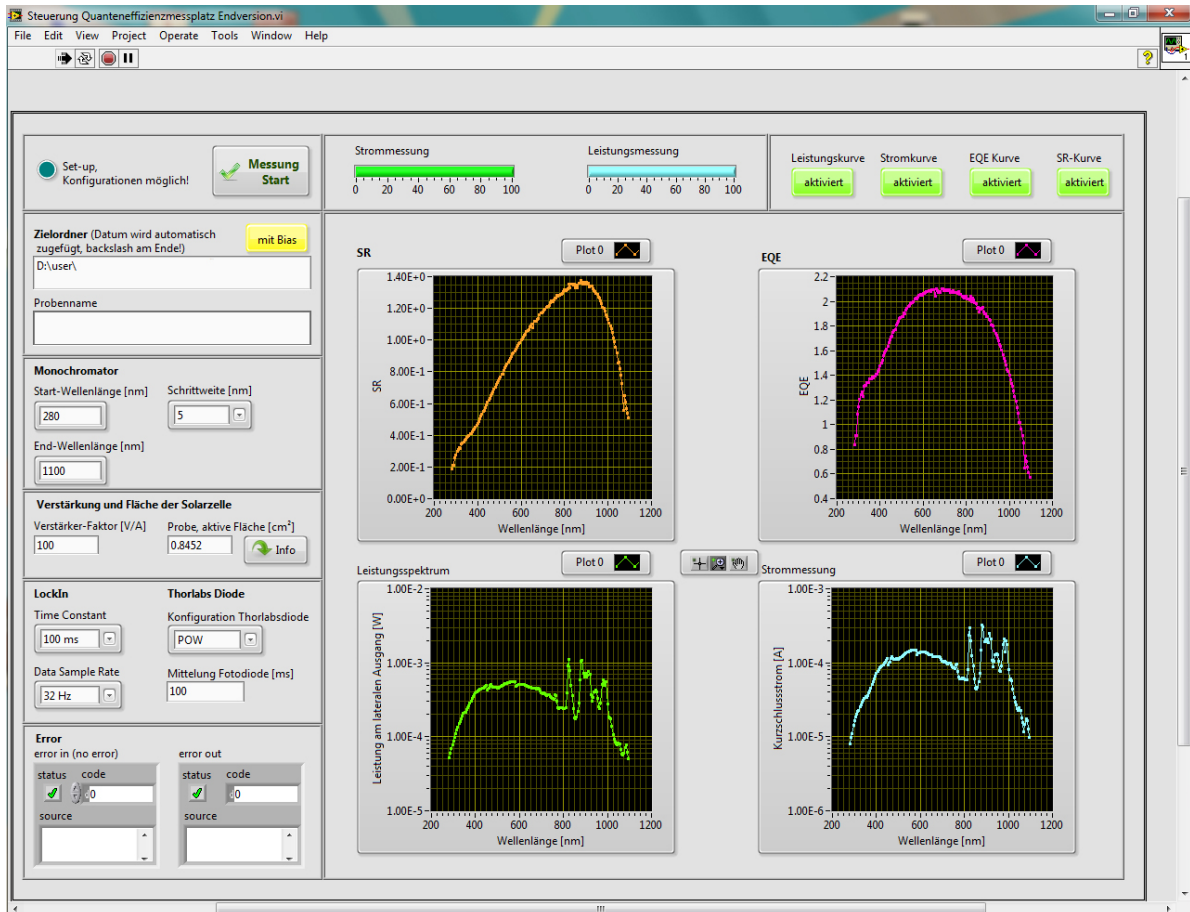


Abbildung A.7: LabVIEW-Benutzeroberfläche zur Steuerung des entwickelten EQE-Messplatzes.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Winkelabweichung durch Gauß-Optik	6
2.2	Räumliche Ausbreitung eines single mode Laserstrahls	7
2.3	Energiebändermodell des <i>pn</i> -Übergangs	10
2.4	Lebensdauer in Abhängigkeit der Dotierstoffkonzentration	12
2.5	Strom-Spannungs-Kennlinie einer Solarzelle	13
2.6	Ersatzschaltbild des Eindiodenmodells	15
2.8	Optische und elektrische Verlustmechanismen in Solarzellen	20
3.1	Geometrie des OBIC-Modells nach Marek [9].	24
3.2	Eindringtiefe in kristallinem Silizium	26
3.3	Abhängigkeit der Auflösung von Geometrie- und Materialeigenschaften	28
3.4	Beispiele des Rasterungsprozesses	30
3.5	Auflösungslimitierung von Rasterabstand und Lichtfleckdurchmesser	31
3.6	Technischer Messaufbau des OBIC-Systems	34
3.7	Langzeitstabilität der Xenonlampe (Newport 6257)	36
3.8	Langzeitstabilität der Fibercheck Laserlichtquelle ($\lambda = 650 \text{ nm}$)	38
3.9	Schematisches Messprinzip des verwendeten Laser-Wegmesssensors. .	42
3.10	Schematische Darstellung des Probenhalters	44
3.11	Schematische Darstellung des Fokussierprinzips	47
3.12	Fokussierung durch CMOS-Kamera	48
3.13	Analyse des Lichtfleckes anhand eines CMOS-Bildes	49
3.14	REM Messung der verwendeten Metallkante zur Fokussierung	51
3.15	U_{OC} -Linienscans für verschiedene Höhenänderungen Δz_v	51
3.16	U_{OC} -Linienscan im Fall optimaler Fokussierung	52
3.17	Demonstration des adaptiven Fokussierprinzips an verkippter Probe .	54
3.18	Angenommener Lichtkegel zur Fokussierung mit geometrischen Größen	55
3.19	Schematische Darstellung des Einflusses von Tischschwankungen . . .	57
3.20	REM-Aufnahme der photoaktiven Probe mit Kontakt-Gitterstruktur .	59
3.21	Demonstration des Einflusses von Tischschwankungen	60
3.22	Schematisches Modell der Fokussierung verkapselter Proben	62
3.23	Lichtweg innerhalb des Spiegelobjektivs und Intensitätsverteilung . .	64

3.24	Messdaten des Laser-Wegmessensors von einer verkapselten Probe . . .	66
3.25	OBIC-Messung mit und ohne Höhenkorrektur	66
3.26	Schematische Darstellung eines POCS-Iterationsschrittes	70
3.27	Geometrischer Zusammenhang des HR-Rasters und Lichtfleckdurchmessers	74
3.28	Aufteilung des gemessenen HR-Bildes in LR-Subbilder.	75
3.29	OBIC-Messungen und optimale POCS-Rekonstruktionsergebnisse . .	77
3.30	MSE in Abhängigkeit von Iterationszahl Z und Konvergenzintervall δ_{rel}	80
3.31	Beispiele für entstehende Bildartefakte durch den POCS Algorithmus .	81
4.1	Prinzipieller Aufbau der Solarzellen mit Si-NP-Emitterdotierung . . .	85
4.2	Hell- und Dunkelkennlinien von Si-NP-Solarzelle und Referenzzelle .	86
4.3	Berechnete IQE-Modellergebnisse und AM 1,5 Sonnenspektrum	88
4.4	Einfluss unterschiedlicher Parameter auf berechnete IQE	91
4.5	Gemessene EQE, IQE und Reflektivität der Solarzellen mit Si-NP-Emitter	94
4.6	Beispiel für Fehlerdokumentation durch Fotos und OBIV-Messungen .	97
4.7	OBIV-Messungen einer optimierten Solarzelle mit Si-NP-Emitter . . .	98
4.8	OBIV-Analyse einer IR-lasergesinterten Si-NP-Solarzelle	100
4.9	Vergleich von Luft und Stickstoff als Prozessgas des Laserprozesses . .	103
4.10	OBIC-Messung der zeitlichen Stabilität der Wasserstoffpassivierung .	105
4.11	Temperaturstabilität der Si-NP-Wasserstoffpassivierung	106
4.12	Irreversibilität der Entfernung der Wasserstoffpassivierung	107
4.13	Auswahl der Laserenergie zur Bearbeitung der Si-NP-Schicht	109
4.14	Einfluss der mehrfachen Laserbearbeitung der Si-NP-Emitterschicht .	111
4.15	Mehrfacher Si-NP-Beschichtungs- und Laserprozess	112
4.16	Variation der Dotierstoffkonzentration N_E der Si-NP-Emitterschicht . .	114
4.17	Si-NP-Beschichtung eines Siliziumwafers mit pyramidenförmiger Oberfläche	116
4.18	Schematischer Querschnitt der NP-Bedeckung auf Pyramidenstruktur	116
4.19	OBIC-Messungen von Solarzellen mit Si-NP-Emitter auf Pyramidenstruktur	118
4.20	REM-Aufnahmen der Pyramidenstruktur nach Laserbehandlung . . .	119
4.21	Variation von Si-NP-Sinterenergie und Oberflächenvorbehandlung . .	119
4.22	OBIV-Messung des pn -Übergangs des erzeugten TEG	121
4.23	Topographie und OBIC-Messungen stromgesinterner pn -Übergänge . .	123
A.1	Gittereffizienzen der Gitter der Monochromatorsysteme	i

A.2	Höhenprofile der Nanopartikelschicht nach Rotationsbeschichtung . .	viii
A.3	Schematische Aufbau Quanteneffizienzmessplatz	x
A.4	ECV-Messung der Dotierstoffkonzentration des Si-NP-Emitters	xiv
A.5	OBIV- und OBIC-Messung einer photovoltaischen Probe	xix
A.6	Benutzeroberfläche des OBIC-Messplatzes	xx
A.7	Benutzeroberfläche des EQE-Messplatzes	xxi

Tabellenverzeichnis

1.1	Übersicht der unterschiedlichen LS-Systeme	3
3.1	Eigenschaften der verwendeten Multimodefaserweichen	36
3.2	Charakteristische Parameter der MCLS1 Laserdioden	37
3.3	Eigenschaften der verwendeten Monomodefasern	38
3.4	Eigenschaften der Lichtquellen	39
3.5	Beugungsbegrenzte Limitierung der Auflösung	40
3.6	Technische Daten des xyz -Translationssystems.	41
3.7	Technische Parameter der ausgewählten Photodioden.	43
3.8	MSE für unterschiedliche Grenzen der Amplitudenrandbedingung . .	79
4.1	Solarzellenparameter aus Hell- und Dunkelkennlinie der Solarzelle mit Si-NP-Emitter und Referenzsolarzelle	87
A.1	Umrechnung der Energie eines Laserpulses in Energiedichte eines La- serpulses auf der Probenoberfläche.	vi

Literaturverzeichnis

- [1] A. M. Glowacki, S. K. Brahma, H. Suzuki und C. Boit. „Systematic Characterization of Integrated Circuit Standard Components as Stimulated by Scanning Laser Beam“. *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability* 7.1 (2007), S. 31–49.
- [2] K. Otte, L. Makhova, A. Braun und I. Konovalov. „Flexible Cu(In,Ga)Se₂ thin-film solar cells for space application“. *Thin Solid Films* 511-512 (2006), S. 613–622.
- [3] H. Kim, S. Nam, J. Jeong, S. Lee, J. Seo, H. Han und Y. Kim. „Organic solar cells based on conjugated polymers: History and recent advances“. *Korean Journal of Chemical Engineering* 31.7 (2014), S. 1095–1104.
- [4] G. Andrä, A. Gawlik, I. Höger, J. Plentz und F. Falk. „Multicrystalline silicon thin film solar cells based on a two-step liquid phase laser crystallization process“. *39th IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)* (2013).
- [5] M. Weizman, H. Rhein, J. Dore, S. Gall, C. Klimm, G. Andrä, C. Schultz, F. Fink, B. Rau und R. Schlatmann. „Efficiency and stability enhancement of laser-crystallized polycrystalline silicon thin-film solar cells by laser firing of the absorber contacts“. *Solar Energy Materials and Solar Cells* 120 (2014), S. 521–525.
- [6] I. Roppolo, N. Shahzad, A. Sacco, E. Tresso und M. Sangermano. „Multifunctional NIR-reflective and self-cleaning UV-cured coating for solar cell applications based on cycloaliphatic epoxy resin“. *Progress in Organic Coatings* 77.2 (2014), S. 458–462.
- [7] S. C. Park, M. K. Park und M. G. Kang. „Super-resolution image reconstruction: A technical overview“. *IEEE Signal Processing Magazine* 20.3 (2003), S. 21–36.
- [8] B. L. Sopori und A. Baghdadi. „Some investigations on the influence of defects/grain boundaries on photovoltaic mechanisms in polycrystalline silicon films“. *Solar Cells* 1.3 (1980), S. 237–250.

- [9] J. Marek. „Light-beam-induced current characterization of grain boundaries“. *Journal of Applied Physics* 55.2 (1984), S. 318–326.
- [10] T. Flohr und R. Helbig. „Determination of minority-carrier lifetime and surface recombination velocity by optical-beam-induced-current measurements at different light wavelengths“. *Journal of Applied Physics* 66.7 (1989), S. 3060–3065.
- [11] P. Tománek, P. Škarvada, P. Macků und L. Grmela. „Detection and Localization of Defects in Monocrystalline Silicon Solar Cell“. *Advances in Optical Technologies* (2010), S. 5.
- [12] F. J. Vorster und E. E. van Dyk. „High saturation solar light beam induced current scanning of solar cells“. *Review of Scientific Instruments* 78.1, 013904 (2007).
- [13] J. M. Frey, S. S. Hegedus und C. P. Thompson. „Quantitative analysis and extraction of cell parameters from interconnected thin-film solar modules through LBIC-voltage sweeps“. *Proc. 35th IEEE Photovoltaic Specialists Conf. (PVSC)* (2010), S. 001277–001282.
- [14] J. R. Finn, B. R. Hansen und J. E. Granata. „Multiple junction cell characterization using the LBIC method: early results, issues, and pathways to improvement“. *Proc. 34th IEEE Photovoltaic Specialists Conf. (PVSC)* (2009), S. 000564–000569.
- [15] J. Salinger, V. Benda und Z. Machacek. „A note on solar cell diagnostics using LBIC and LBIV methods“. *Proc. 26th Int. Conf. Microelectronics (MIEL)* (2008), S. 217–220.
- [16] J. Salinger, V. Benda und Z. Machacek. „Optimal resolution of LBIV/LBIC methods for diagnostics of solar cell homogeneity“. *Proc. 26th Int. Conf. Microelectronics (MIEL)* (2008), S. 251–253.
- [17] J. Cole E. I., J. M. Soden, J. L. Rife, D. L. Barton und C. L. Henderson. „Novel failure analysis techniques using photon probing with a scanning optical microscope“. *32nd Annual Proceedings of the IEEE International Reliability Physics Symposium* (Apr. 1994), S. 388–398.
- [18] K. Nikawa, C. Matsumoto und S. Inoue. „Novel Method for Defect Detection in Al Stripes by Means of Laser Beam Heating and Detection of Changes in Electrical Resistance“. *Japanese Journal of Applied Physics* 34.Part 1, No. 5A (1995), S. 2260–2265.

- [19] K. Nikawa. „Optical beam induced resistance change (OBIRCH): overview and recent results“. *The 16th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society (LEOS)*. 2 (2003), S. 742–743.
- [20] L. Soon, D. T. M. Ling, M. Kuan, K. W. Yee, D. Cheong und G. Zhang. „Application of IR-OBIRCH to the failure analysis of CMOS integrated circuits“. *Proceedings of the 10th International Symposium on the Physical and Failure Analysis of Integrated Circuits (IPFA)*. (2003), S. 86–91.
- [21] H.-T. Lin, C.-Y. Lin, Z. Pei, J.-R. Chen, Y.-J. Chan, Y.-H. Yeh und C.-C. Wu. „Investigating carrier transport paths in organic nonvolatile bistable memory by optical beam induced resistance change“. *Organic Electronics* 12.10 (2011), S. 1632–1637.
- [22] A. Glowacki und C. Boit. „Characterization of thermoelectric devices in ICs as stimulated by a scanning laser beam“. *Proceedings of the 43rd Annual IEEE International Reliability Physics Symposium* (2005), S. 450–457.
- [23] E. I. C. Jr., P. Tangyonyong, D. A. Benson und D. L. Barton. „TIVA and SEI developments for enhanced front and backside interconnection failure analysis“. *Microelectronics Reliability* 39.6–7 (1999). European Symposium on Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis, S. 991–996.
- [24] M. Meseth. „Photovoltaics with Silicon Nanoparticles“. *Universität Duisburg-Essen* (2014). Dissertation.
- [25] C. Schäfer. „Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 3, Optik: Wellen- und Teilchenoptik“. *Heinz Niedrig* (2004).
- [26] S. M. Sze und K. K. Ng. „Physics of Semiconductor Devices“. *Wiley* (2007), S. 815.
- [27] D. B. Murphy. „Fundamentals of light microscopy and electronic imaging“. *John Wiley & Sons* (2001).
- [28] A. Götzberger, B. Voß und J. Knobloch. „Sonnenenergie: Photovoltaik“. *Teubner Studienbücher* (1994).
- [29] A. Beer. „Bestimmung der Absorption des rothen Lichts in farbigen Flüssigkeiten.“ *Annalen der Physik und Chemie* 86 (1852), S. 78–88.
- [30] D. K. Schroder. „Semiconductor Material and Device Characterization“. *John Wiley & Sons* (1998).
- [31] W. Shockley. „The Theory of p-n Junctions in Semiconductors and p-n Junction Transistors“. *Bell System Technical Journal* 28.3 (1949), S. 435–489.

- [32] W. Shockley. „Electrons and Holes in Semiconductors“. *D. van Nostrand Company, Inc.* (1950).
- [33] M. Wolf und H. Rauschenbach. „Series Resistance Effects on Solar Cell Measurements“. *Advanced Energy Conversion* 3 (1963), S. 455–479.
- [34] P. Mialhe, A. Khoury und J. P. Charles. „A review of techniques to determine the series resistance of solar cells“. *physica status solidi (a)* 83.1 (1984), S. 403–409.
- [35] K. Rajkanan und J. Shewchun. „A better approach to the evaluation of the series resistance of solar cells“. *Solid-State Electronics* 22.2 (1979), S. 193–197.
- [36] C. Zhang, J. Zhang, Y. Hao, Z. Lin und C. Zhu. „A simple and efficient solar cell parameter extraction method from a single current-voltage curve“. *Journal of Applied Physics* 110.6, 064504 (2011), S. 064504.
- [37] P. Würfel. „Physics of Solar Cells - From Basic Principles to Advanced Concepts“. *Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA* (2005), S. 186.
- [38] U. Rau, T. Kirchartz und D. Abou-Ras. „Advanced Characterization Techniques for Thin Film Solar Cells“. *WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA* (2011).
- [39] X. Tang, P. J. M. Boots und L. J. Giling. „OBIC studies: Classification of structural defects and their influence on the performance of MOCVD grown GaAs solar cells“. *Proceedings of the Twenty First IEEE Photovoltaic Specialists Conference* (1990), S. 348–352.
- [40] J. M. Khosrofian und B. A. Garetz. „Measurement of a Gaussian laser beam diameter through the direct inversion of knife-edge data“. *Applied Optics* 22.21 (1983), S. 3406–3410.
- [41] M. A. de Araújo, R. Silva, E. de Lima, D. P. Pereira und P. C. de Oliveira. „Measurement of Gaussian laser beam radius using the knife-edge technique: improvement on data analysis“. *Applied Optics* 48.2 (2009), S. 393–396.
- [42] P. Marchenko, S. Orlov, C. Huber, P. Banzer, S. Quabis, U. Peschel und G. Leuchs. „Interaction of highly focused vector beams with a metal knife-edge“. *Opt. Express* 19.8 (Apr. 2011), S. 7244–7261.
- [43] J. A. Poce-Fatou, J. Martin, R. Alcantara und C. Fernandez-Lorenzo. „A precision method for laser focusing on laser beam induced current experiments“. *Review of Scientific Instruments* 73.11 (2002), S. 3895–3900.

- [44] J. Martín, C. Fernández-Lorenzo, J. A. Poce-Fatou und R. Alcántara. „A versatile computer-controlled high-resolution LBIC system“. *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 12.4 (2004), S. 283–295.
- [45] M. Bouaïcha, A. Karoui und R. Bennaceur. „Consideration of Band Bending and Reduced Optical Transmittance at Grain Boundaries in LBIC Analysis“. *physica status solidi (a)* 175.2 (1999), S. 561–567.
- [46] A. Karoui, M. Bouaïcha und R. Bennaceur. „Object retrieval from the image of textured polycrystalline silicon captured by confocal scanning laser microscope“. *SPIE Proceedings: Optical Imaging* 2241 (1994), S. 151–160.
- [47] M. D. Vittorio, R. Cingolani, M. Mazzer und D. B. Holt. „Sub-micron photocurrent mapping of heterostructures by micro-probe optical-beam induced current“. *Review of Scientific Instruments* 70.8 (1999), S. 3429–3431.
- [48] J. J. Simon und I. Perichaud. „Influence of oxygen on the recombination strength of dislocations in silicon wafers“. *Materials Science and Engineering: B* 36 (1996), S. 183 –186.
- [49] M. Stemmer. „Mapping of the local minority carrier diffusion length in silicon wafers“. *Applied Surface Science* 63 (1993), S. 213 –217.
- [50] M. Acciarri, S. Binetti, M. Garavaglia und S. Pizzini. „Detection of junction failures and other defects in silicon and III-V devices using the LBIC technique in lateral configuration“. *Materials Science and Engineering: B* 42 (1996), S. 208 –212.
- [51] J. Navas, R. Alcantara, C. Fernandez-Lorenzo und J. Martin-Calleja. „Experimental analysis and computer simulation of a methodology for laser focusing in the solar cell characterization by laser beam induced current“. *Review of Scientific Instruments* 83.4, 043102 (2012).
- [52] J. Carstensen, G. Popkirov, J. Bahr und H. Fäll. „CELLO: An advanced LBIC measurement for solar cell local characterisation“. *Solar Energy Materials & Solar Cells* 76 (2003), S. 599 –611.
- [53] J. F. Hiltner und J. R. Sites. „Local Photocurrent and Resistivity Measurements with Micron Resolution“. *28th IEEE Photovoltaic Specialists Conference* (2000), S. 543–546.

- [54] C. Raynaud, D.-M. Nguyen, N. Dheilily, D. Tournier, P. Brosselard, M. Lazar und D. Planson. „Optical beam induced current measurements: principles and applications to SiC device characterization“. *physica status solidi (a)* 206.10 (2009), S. 2273–2283.
- [55] T. Flohr und R. Helbig. „Determination of the spatial variation of the carrier lifetime in a proton-irradiated Si n+-n-p+ diode by optical-beam-induced current measurements“. *IEEE Transactions on Electron Devices* 37.9 (1990), S. 2076–2079.
- [56] D. A. Redfern, J. A. Thomas, C. A. Musca, J. M. Dell und L. Faraone. „Diffusion length measurements using laser beam induced current“. *Proceedings Conference on Optoelectronic and Microelectronic Materials and Devices* (2000), S. 463–466.
- [57] M. Bouaïcha, W. Dimassi, H. Nouri, B. Bessaïs und R. Bennaceur. „Evaluation of the diffusion length of gettered multicrystalline silicon using solar cells cross-sectional LBIC scan“. *physica status solidi (a)* 202.9 (2005), S. 1808–1813.
- [58] B. Moralejo, M. González, J. Jiménez, V. Parra, O. Martínez, J. Gutiérrez und O. Charro. „LBIC and Reflectance Mapping of Multicrystalline Si Solar Cells“. *Journal of Electronic Materials* 39 (6 2010), S. 663–670.
- [59] A. K. Sharma, S. N. Singh, N. S. Bisht, H. C. Kandpal und Z. H. Khan. „Determination of minority carrier diffusion length from distance dependence of lateral photocurrent for side-on illumination“. *Solar Energy Materials and Solar Cells* 100.0 (2012), S. 48 –52.
- [60] J. Carstensen, A. Schütt und H. Fäll. „Modelling of the Distributed Serial Grid Resistance: Verification by CELLO Measurements and Generalization to Other Resistance Mapping Tools“. *23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition* (2008).
- [61] A. Schütt, J. Carstensen, H. Fäll, S. Keipert-Colberg und D. Borchert. „Evaluation of Passivation Schemes of Large Area Si Solar Cells: Separating Serial Resistance from Other Losses by the CELLO Technique“. *26th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition* (2011).
- [62] W. S. M. Brooks, S. J. C. Irvine und V. Barrioz. „High-resolution laser beam induced current measurements on Cd_{0.9}Zn_{0.1}S/ CdTe solar cells“. *Energy Procedia* 10.0 (2011), S. 232 –237.

- [63] J. Marek. „Scanning electron microscope charge-collection images of grain boundaries“. *Journal of Applied Physics* 53.3 (1982), S. 1454–1460.
- [64] C. Donolato. „On the theory of SEM charge-collection imaging of localized defects in semiconductors“. *Optik* 52 (1978), S. 19–36.
- [65] C. Donolato. „Contrast and resolution of SEM charge-collection images of dislocations“. *Applied Physics Letters* 34.1 (1979), S. 80–81.
- [66] C. Donolato und H. Klann. „Computer simulation of SEM electron beam induced current images of dislocations and stacking faults“. *Journal of Applied Physics* 51.3 (1980), S. 1624–1633.
- [67] C. Donolato. „Theory of beam induced current characterization of grain boundaries in polycrystalline solar cells“. *Journal of Applied Physics* 54.3 (1983), S. 1314–1322.
- [68] C. Donolato und R. O. Bell. „Characterization of grain boundaries in polycrystalline solar cells using a computerized electron beam induced current system“. *Review of Scientific Instruments* 54.8 (1983), S. 1005–1008.
- [69] C. Donolato und R. O. Bell. „Erratum: Characterization of grain boundaries in polycrystalline solar cells using a computerized electron beam induced current system“. *Review of Scientific Instruments* 55.1 (1984), S. 133–133.
- [70] J. D. Zook. „Effects of grain boundaries in polycrystalline solar cells“. *Applied Physics Letters* 37.2 (1980), S. 223–226.
- [71] O. von Roos. „Analysis of the interaction of an electron beam with a solar cell III: The effect of spacial variations of the number density of recombination centers on SEM measurements“. *Solid-State Electronics* 22.9 (1979), S. 773–778.
- [72] T. Wilson und E. M. McCabe. „Theory of optical beam induced current images of defects in semiconductors“. *Journal of Applied Physics* 61.1 (1987), S. 191–195.
- [73] R. Corkish, T. Puzzer, A. B. Sproul und K. L. Luke. „Quantitative interpretation of electron-beam-induced current grain boundary contrast profiles with application to silicon“. *Journal of Applied Physics* 84.10 (1998), S. 5473–5481.
- [74] T. Yagi, K. Nishioka, Y. Uraoka und T. Fuyuki. „Analysis of Electrical Properties of Grain Boundaries in Polycrystalline Silicon Solar Cell Using Laser Beam Induced Current“. *Japanese Journal of Applied Physics* 43.7A (2004), S. 4068–4072.

- [75] G. Micard, G. Hahn, A. Zuschlag, S. Seren und B. Terheiden. „Quantitative evaluation of grain boundary activity in multicrystalline semiconductors by light beam induced current: An advanced model“. *Journal of Applied Physics* 108.3, 034516 (2010).
- [76] M. A. Green. „Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300K including temperature coefficients“. *Solar Energy Materials and Solar Cells* 92.11 (2008), S. 1305–1310.
- [77] G. E. Jellison, J. D. Budai, C. J. C. Bennett, J. Z. Tischler, C. E. Duty, V. Yelundur und A. Rohatgi. „High-resolution x-ray and light beam induced current (LBIC) measurements of multicrystalline silicon solar cells“. *Proceedings of the 35th IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)* (2010), S. 001715–001720.
- [78] C. Donolato. „An analytical model of SEM and STEM charge collection images of dislocations in thin semiconductor layers: I. Minority carrier generation, diffusion, and collection“. *physica status solidi (a)* 65.2 (1981), S. 649–658.
- [79] W. D. Sawyer. „An improved method of light-beam-induced current characterization of grain boundaries“. *Journal of Applied Physics* 59.7 (1986), S. 2361–2363.
- [80] J. D. Major und K. Durose. „Study of buried junction and uniformity effects in CdTe/CdS solar cells using a combined OBIC and EQE apparatus“. *Thin Solid Films* 517.7 (2009), S. 2419–2422.
- [81] „MCLS Series Multi Channel Fiber Coupled Laser Source“. *Thorlabs, Inc.* (Apr. 2012). Handbuch.
- [82] W. J. Witteman. „Detection and Signal Processing“. *Springer Verlag Berlin / Heidelberg* (2006).
- [83] L. A. Bitzer, M. Meseth, N. Benson und R. Schmechel. „A new adaptive light beam focusing principle for scanning light stimulation systems“. *Review of Scientific Instruments* 84.2, 023707 (2013).
- [84] L. A. Bitzer, N. Benson und R. Schmechel. „A novel adaptive focusing principle for scanning light stimulation systems down to 2 μm resolution“. *39th IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)* (2013). Konferenzbeitrag.
- [85] L. A. Bitzer, M. Elagin, M. P. Semtsiv, W. T. Masselink, N. Benson und R. Schmechel. „Scanning Light Stimulation System With Active Focus Correction at μm Resolution for PV Applications“. *IEEE Journal of Photovoltaics* 5.2 (März 2015), S. 627–632.

- [86] L. A. Bitzer, N. Benson und R. Schmechel. „Note: Automated optical focusing on encapsulated devices for scanning light stimulation systems“. *Review of Scientific Instruments* 85.8, 086104 (2014).
- [87] M. I. Sezan. „An overview of convex projections theory and tis application to image recovery problems“. *Ultramicroscopy* 40.1 (1992), S. 55–67.
- [88] J. Tian und K.-K. Ma. „A survey on super-resolution imaging“. *Signal, Image and Video Processing* 5.3 (2011), S. 329–342.
- [89] R. S. Babu und K. E. S. Murthy. „Article: A Survey on the methods of Super-resolution Image Reconstruction“. *International Journal of Computer Applications* 15.2 (Feb. 2011), S. 1–6.
- [90] M. K. Ozkan, A. Tekalp und M. Sezan. „POCS-based restoration of space-varying blurred images“. *IEEE Transactions on Image Processing* 3.4 (1994), S. 450–454.
- [91] H. Greenspan. „Super-Resolution in Medical Imaging“. *Computer Journal* 52.1 (Jan. 2009), S. 43–63.
- [92] E. Van Reeth, I. W. K. Tham, C. H. Tan und C. L. Poh. „Super-resolution in magnetic resonance imaging: A review“. *Concepts in Magnetic Resonance Part A: Bridging Education and Research* 40 A.6 (2012), S. 306–325.
- [93] C. X. Wang, W. E. Snyder, G. Bilbro und P. Santago. „Performance evaluation of filtered backprojection reconstruction and iterative reconstruction methods for PET images“. *Computers in Biology and Medicine* 28.1 (1998), S. 13 –25.
- [94] J. A. Kennedy, O. Israel, A. Frenkel, R. Bar-Shalom und H. Azhari. „Super-resolution in PET imaging“. *IEEE Transactions on Medical Imaging* 25.2 (Feb. 2006), S. 137–147.
- [95] G. Chang, T. Pan, J. W. Clark und O. R. Mawlawi. „Implementation and optimization of a new Super-Resolution technique in PET imaging“. *IEEE International Symposium on Biomedical Imaging: From Nano to Macro* (Juni 2009), S. 253–253.
- [96] K. Nguyen, C. Fookes, S. Sridharan und S. Denman. „Feature-domain super-resolution for iris recognition“. *18th IEEE International Conference on Image Processing (ICIP)* (Sep. 2011), S. 3197–3200.
- [97] L. A. Bitzer, K. Neumann, N. Benson und R. Schmechel. „Super-resolution for scanning light stimulation systems“. *Review of Scientific Instruments* 87, 093701 (2016).

- [98] K. Neumann. „Optimierung der Bildauflösung eines Optical Beam Induced Current Messplatzes durch Super-Resolution Bildverarbeitung“. *Universität Duisburg-Essen* (2014). Bachelorarbeit.
- [99] H. J. Trussell und M. R. Civanlar. „Feasible solution in signal restoration“. *IEEE Transactions on Acoustics, Speech, and Signal Processing ASSP-32.2* (1984), S. 201–212.
- [100] L. M. Bregman. „The relaxation method of finding the common point of convex sets and its application to the solution of problems in convex programming“. *USSR Computational Mathematics and Mathematical Physics* 7.3 (1967), S. 200–217.
- [101] H. Stark und P. Oskoui. „High-resolution image recovery from image-plane arrays, using convex projections“. *Journal of The Optical Society of America A-optics Image Science and Vision* 6 (11 1989), S. 1715–1726.
- [102] A. M. Tekalp, M. K. Ozkan und M. I. Sezan. „High-resolution image reconstruction from lower-resolution image sequences and space-varying image restoration“. *Proceedings of the IEEE International Conference on Acoustics, Speech, and Signal Processing* 3 (1992), S. 169–172.
- [103] A. J. Patti, M. I. Sezan und A. M. Tekalp. „High-resolution image reconstruction from a low-resolution image sequence in the presence of time-varying motion blur“. *Proceedings of the IEEE International Conference on Image Processing* 1 (Nov. 1994), S. 343–347.
- [104] A. J. Patti, M. I. Sezan und A. M. Tekalp. „Superresolution video reconstruction with arbitrary sampling lattices and nonzero aperture time“. *IEEE Transactions on Image Processing* 6.8 (1997), S. 1064–1076.
- [105] M. Elad und A. Feuer. „Restoration of a single superresolution image from several blurred, noisy, and undersampled measured images“. *IEEE Transactions on Image Processing* 6.12 (Dez. 1997), S. 1646–1658.
- [106] R. W. Lechner. „Silicon Nanocrystal Films for Electronic Applications“. *TU München, Walter Schottky Institut* (2008).
- [107] M. Meseth, B. C. Kunert, L. A. Bitzer, F. Kunze, S. Meyer, F. Kiefer, M. Dehnen, H. Orthner, N. Petermann, M. Kummer, H. Wiggers, N.-P. Harder, N. Benson und R. Schmechel. „Excimer laser doping using highly doped silicon nanoparticles“. *physica status solidi (a)* 210.11 (2013), S. 2456–2462.

- [108] T. Hülser, S. M. Schurre, H. Wiggers und C. Schulz. „Gas-Phase synthesis of nanoscale silicon as an economical route towards sustainable energy technology“. *KONA Powder and Particle Journal* 29 (2011), S. 191–206.
- [109] S. Reschke. „Optimierung der Herstellung sowie Charakterisierung von Silizium-Nanopartikel-Solarzellen“. *Universität Duisburg-Essen* (2013). Bachelorarbeit.
- [110] K. A. Emery. „Solar simulators and I-V measurement methods“. *Solar Cells* 18.3-4 (1986), S. 251 –260.
- [111] C. A. Gueymard, D. Myers und K. Emery. „Proposed reference irradiance spectra for solar energy systems testing“. *Solar Energy* 73.6 (2002), S. 443 –467.
- [112] S. H. to Krax. „Aufbau eines Messplatzes zur Bestimmung der Quanteneffizienz von Solarzellen mit und ohne Biasbeleuchtung“. *Universität Duisburg-Essen* (2014). Bachelorarbeit.
- [113] S. Türk. „Optimierung der Emitterschicht von Solarzellen aus Siliziumnanopartikeln durch thermische Behandlung“. *Universität Duisburg-Essen* (2014). Bachelorarbeit.
- [114] A. Schug. „Laterale Charakterisierung und Prozessierung von Solarzellen mit lasergesinterten Silizium-Nanopartikel-Emitterschichten durch OBIC Messungen“. *Universität Duisburg-Essen* (2015). Bachelorarbeit.
- [115] H. Kezer. „Herstellung und Untersuchung von lasergesinterten Si-Nanopartikel-Emitterschichten auf Si-Substraten mit statistischer, pyramidenförmiger Oberflächenstruktur und deren industrielle Anwendung“. *Universität Duisburg-Essen* (2015). Bachelorarbeit.
- [116] V. Kessler. „Hochtemperaturstabile thermoelektrische GeGenerator auf Basis von nanokristallinem Silizium“. *Universität Duisburg-Essen* (2015). Dissertation.
- [117] R. Chavez, S. Angst, J. Hall, J. Stoetzel, V. Kessler, L. Bitzer, F. Maculewicz, N. Benson, H. Wiggers, D. Wolf, G. Schierning und R. Schmechel. „High Temperature Thermoelectric Device Concept Using Large Area PN Junctions“. *Journal of Electronic Materials* - (2014), S. 1–8.
- [118] A. Becker, G. Schierning, R. Theissmann, M. Meseth, N. Benson, R. Schmechel, D. Schwesig, N. Petermann, H. Wiggers und P. Ziolkowski. „A sintered nanoparticle p-n junction observed by a Seebeck microscan“. *Journal of Applied Physics* 111.5, 054320 (2012).

- [119] R. Chavez, A. Becker, V. Kessler, M. Engenhorst, N. Petermann, H. Wiggers, G. Schierning und R. Schmechel. „A new thermoelectric concept using large area PN junctions“. *MRS Proceedings* 1543 (Jan. 2013), S. 3–8.
- [120] D. Albrecht. „Preparation and characterization of large area PN junctions for thermoelectric applications.“ *Universität Duisburg-Essen* (2014). Bachelorarbeit.
- [121] T. Merdzhanova. „Microcrystalline Silicon Films and Solar Cells Investigated by Photoluminescence Spectroscopy“. *Forschungszentrum Jülich GmbH* (2004).
- [122] D. Kiliani, G. Micard, B. Steuer, B. Raabe, A. Herguth und G. Hahn. „Minority charge carrier lifetime mapping of crystalline silicon wafers by time-resolved photoluminescence imaging“. *Journal of Applied Physics* 110.5, 054508 (2011).
- [123] T. Fuyuki, H. Kondo, T. Yamazaki, Y. Takahashi und Y. Uraoka. „Photographic surveying of minority carrier diffusion length in polycrystalline silicon solar cells by electroluminescence“. *Applied Physics Letters* 86.26 (2005), S. 262108.
- [124] M. Schneemann, A. Helbig, T. Kirchartz, R. Carius und U. Rau. „Reverse biased electroluminescence spectroscopy of crystalline silicon solar cells with high spatial resolution“. *physica status solidi (a)* 207.11 (2010), S. 2597–2600.
- [125] C. Carrero, D. Ramírez, J. Rodríguez und C. A. Platero. „Accurate and fast convergence method for parameter estimation of PV generators based on three main points of the I–V curve“. *Renewable Energy* 36.11 (2011), S. 2972 –2977.
- [126] A. Jain und A. Kapoor. „Exact analytical solutions of the parameters of real solar cells using Lambert W-function“. *Solar Energy Materials and Solar Cells* 81.2 (2004), S. 269 –277.
- [127] B. C. Kunert. „Herstellung und Charakterisierung von Laser-bearbeiteten Silizium-Nanopartikel Schichten“. *Universität Duisburg-Essen* (2013). Masterarbeit.
- [128] G. Mende, J. Finster, D. Flamm und D. Schulze. „Oxidation of etched silicon in air at room temperature; Measurements with ultrasoft X-ray photoelectron spectroscopy (ESCA) and neutron activation analysis“. *Surface Science* 128.1 (1983), S. 169 –175.
- [129] G. W. Trucks, K. Raghavachari, G. S. Higashi und Y. J. Chabal. „Mechanism of HF etching of silicon surfaces: A theoretical understanding of hydrogen passivation“. *Physical Review Letters* 65 (4 1990), S. 504–507.

- [130] L. Zhao, C. Zhou, H. Li, H. Diao und W. Wang. „Characterization on the Passivation Stability of HF Aqueous Solution Treated Silicon Surfaces for HIT Solar Cell Application by the Effective Minority Carrier Lifetime Measurement“. *Chinese Journal of Physics* 48 (2010), S. 392–399.
- [131] D. Gräf, M. Grundner, R. Schulz und L. Mühlhoff. „Oxidation of HF-treated Si wafer surfaces in air“. *Journal of Applied Physics* 68.10 (1990), S. 5155–5161.
- [132] H. Wiggers, R. Starke und P. Roth. „Silicon Particle Formation by Pyrolysis of Silane in a Hot Wall Gasphase Reactor“. *Chemical Engineering and Technology* 24.3 (2001), S. 261–264.
- [133] N. Petermann, N. Stein, G. Schierning, R. Theissmann, B. Stoib, M. S. Brandt, C. Hecht, C. Schulz und H. Wiggers. „Plasma synthesis of nanostructures for improved thermoelectric properties“. *Journal Of Applied Physics D: Applied Physics* 44.174034 (2011), S. 174034–1–174034–2.
- [134] M. Meseth, P. Ziolkowski, G. Schierning, R. Theissmann, N. Petermann, H. Wiggers, N. Benson und R. Schmechel. „The realization of a pn-diode using only silicon nanoparticles“. *Scripta Materialia* 67.3 (2012), S. 265–268.
- [135] G. Schierning, R. Theissmann, N. Stein, N. Petermann, A. Becker, M. Engenhorst, V. Kessler, M. Geller, A. Beckel, H. Wiggers und R. Schmechel. „Role of oxygen on microstructure and thermoelectric properties of silicon nanocomposites“. *Journal of Applied Physics* 110.11 (2011), S. 113515–1–113515–9.
- [136] A. R. Stegner, R. N. Pereira, R. Lechner, K. Klein, H. Wiggers, M. Stutzmann und M. S. Brandt. „Doping efficiency in freestanding silicon nanocrystals from the gas phase: Phosphorus incorporation and defect-induced compensation“. *Physical Review B* 80.16 (2009), S. 165326–1–165326–10.
- [137] R. Lechner, A. R. Stegner, R. N. Pereira, R. Dietmueller, M. S. Brandt, A. Ebbers, M. Trocha, H. Wiggers und M. Stutzmann. „Electronic properties of doped silicon nanocrystal films“. *Journal of Applied Physics* 104.5 (2008), S. 053701.
- [138] D. Behrenberg, S. Franzka, N. Petermann, H. Wiggers und N. Hartmann. „Photothermal laser processing of thin silicon nanoparticle films: on the impact of oxide formation on film morphology“. *Applied Physics A* 106.4 (2012), S. 853–861.
- [139] E. Verheyen. „Finite-Elemente-Simulation eines Laserschmelzprozesses unter Verwendung von COMSOL“. *Universität Duisburg-Essen* (2014). Masterarbeit.

- [140] M. Caninenberg, E. Verheyen, D. Kiesler, B. Stoib, M. Brandt, N. Benson und R. Schmechel. „Sample temperature profile during the excimer laser annealing of silicon nanoparticles“. *Optics & Laser Technology* 74 (2015), S. 132–137.
- [141] K. S. S. Harsha. „Principles of Vapor Deposition of Thin Films“. *Elsevier Science* (2006).
- [142] A. A. Zavitsas. „A Different Interpretation of Einstein’s Viscosity Equation Provides Accurate Representations of the Behavior of Hydrophilic Solutes to High Concentrations“. *The Journal of Physical Chemistry B* 116.33 (2012), S. 10055–10069.
- [143] A. Einstein. „Eine neue Bestimmung der Moleküldimensionen“. *Annalen der Physik* 324.2 (1906), S. 289–306.
- [144] A. Einstein. „Berichtigung zu meiner Arbeit: Eine neue Bestimmung der Moleküldimensionen“. *Annalen der Physik* 339.3 (1911), S. 591–592.
- [145] D. W. Schubert und T. Dunkel. „Spin coating from a molecular point of view: its concentration regimes, influence of molar mass and distribution“. English. *Materials Research Innovations* 7.5 (2003), S. 314–321.
- [146] D. Meyerhofer. „Characteristics of resist films produced by spinning“. *Journal of Applied Physics* 49.7 (1978), S. 3993–3997.
- [147] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, G. Musiol und H. Mühlig. „Taschenbuch der Mathematik“. *Verlag Harri Deutsch* (2000).
- [148] „Model SR830 DSP Lock-In Amplifier“. *Stanford Research Systems* (2011). Handbuch.
- [149] D. M. Caughey und R. E. Thomas. „Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field“. *Proceedings of the IEEE* 55.12 (1967), S. 2192–2193.
- [150] Y.-T. Cheng, J.-J. Ho, S.-Y. Tsai, Z.-Z. Ye, W. Lee, D.-S. Hwang, S.-H. Chang, C.-C. Chang und K. L. Wang. „Efficiency improved by acid texturization for multi-crystalline silicon solar cells“. *Solar Energy* 85.1 (2011), S. 87–94.
- [151] G. Agostinelli und E. D. Dunlop. „Local inversion of photocurrent in cadmium telluride solar cells“. *Thin Solid Films* 431-432.0 (2003), S. 448–452.
- [152] S. A. Galloway, A. W. Brinkman, K. Durose, P. R. Wilshaw und A. J. Holland. „A study of the effects of post-deposition treatments on CdS/CdTe thin film solar cells using high resolution optical beam induced current“. *Applied Physics Letters* 68.26 (1996), S. 3725–3727.

- [153] J. R. Sites und T. J. Nagle. „LBIC analysis of thin-film polycrystalline solar cells“. *Conference Record of the Thirty-first IEEE Photovoltaic Specialists Conference* (2005), S. 199 –204.
- [154] W. Dimassi, L. Derbali, M. Bouaïcha, B. Bessaïs und H. Ezzaouia. „Two-dimensional LBIC and Internal-Quantum-Efficiency investigations of grooved grain boundaries in multicrystalline silicon solar cells“. *Solar Energy* 85.2 (2011), S. 350 –355.
- [155] M. Boostandoost, A. Glowacki, O. Bakaeva, U. Kerst und C. Boit. „Can Illuminated IV-Characteristics of Micro-Regions in Solar Cells Be Measured by Laser-Induced Stimulation?“. *Proceedings of the 37th International Symposium for Testing and Failure Analysis (ISTFA)* (2011).
- [156] L. A. Bitzer, C. Speich, D. Schäfer, D. Erni, W. Prost, F. J. Tegude, N. Benson und R. Schmechel. „Modelling of electron beam induced nanowire attraction“. *Journal of Applied Physics* 117.14, 145101 (2016).

Studentische Arbeiten

- [98] K. Neumann. „Optimierung der Bildauflösung eines Optical Beam Induced Current Messplatzes durch Super-Resolution Bildverarbeitung“. *Universität Duisburg-Essen* (2014). Bachelorarbeit.
- [109] S. Reschke. „Optimierung der Herstellung sowie Charakterisierung von Silizium-Nanopartikel-Solarzellen“. *Universität Duisburg-Essen* (2013). Bachelorarbeit.
- [112] S. H. to Krax. „Aufbau eines Messplatzes zur Bestimmung der Quanteneffizienz von Solarzellen mit und ohne Biasbeleuchtung“. *Universität Duisburg-Essen* (2014). Bachelorarbeit.
- [113] S. Türk. „Optimierung der Emitterschicht von Solarzellen aus Siliziumnanopartikeln durch thermische Behandlung“. *Universität Duisburg-Essen* (2014). Bachelorarbeit.
- [114] A. Schug. „Laterale Charakterisierung und Prozessierung von Solarzellen mit lasergesinterten Silizium-Nanopartikel-Emitterschichten durch OBIC Messungen“. *Universität Duisburg-Essen* (2015). Bachelorarbeit.
- [115] H. Kezer. „Herstellung und Untersuchung von lasergesinterten Si-Nanopartikel-Emitterschichten auf Si-Substraten mit statistischer, pyramidenförmiger Oberflächenstruktur und deren industrielle Anwendung“. *Universität Duisburg-Essen* (2015). Bachelorarbeit.
- [120] D. Albrecht. „Preparation and characterization of large area PN junctions for thermoelectric applications.“ *Universität Duisburg-Essen* (2014). Bachelorarbeit.
- [127] B. C. Kunert. „Herstellung und Charakterisierung von Laser-bearbeiteten Silizium-Nanopartikel Schichten“. *Universität Duisburg-Essen* (2013). Masterarbeit.

Eigene Veröffentlichungen

- [83] L. A. Bitzer, M. Meseth, N. Benson und R. Schmechel. „A new adaptive light beam focusing principle for scanning light stimulation systems“. *Review of Scientific Instruments* 84.2, 023707 (2013).
- [84] L. A. Bitzer, N. Benson und R. Schmechel. „A novel adaptive focusing principle for scanning light stimulation systems down to 2 μm resolution“. *39th IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)* (2013). Konferenzbeitrag.
- [85] L. A. Bitzer, M. Elagin, M. P. Semtsiv, W. T. Masselink, N. Benson und R. Schmechel. „Scanning Light Stimulation System With Active Focus Correction at μm Resolution for PV Applications“. *IEEE Journal of Photovoltaics* 5.2 (März 2015), S. 627–632.
- [86] L. A. Bitzer, N. Benson und R. Schmechel. „Note: Automated optical focusing on encapsulated devices for scanning light stimulation systems“. *Review of Scientific Instruments* 85.8, 086104 (2014).
- [97] L. A. Bitzer, K. Neumann, N. Benson und R. Schmechel. „Super-resolution for scanning light stimulation systems“. *Review of Scientific Instruments* 87, 093701 (2016).
- [107] M. Meseth, B. C. Kunert, L. A. Bitzer, F. Kunze, S. Meyer, F. Kiefer, M. Dehnen, H. Orthner, N. Petermann, M. Kummer, H. Wiggers, N.-P. Harder, N. Benson und R. Schmechel. „Excimer laser doping using highly doped silicon nanoparticles“. *physica status solidi (a)* 210.11 (2013), S. 2456–2462.
- [117] R. Chavez, S. Angst, J. Hall, J. Stoetzel, V. Kessler, L. Bitzer, F. Maculewicz, N. Benson, H. Wiggers, D. Wolf, G. Schierning und R. Schmechel. „High Temperature Thermoelectric Device Concept Using Large Area PN Junctions“. *Journal of Electronic Materials* - (2014), S. 1–8.
- [156] L. A. Bitzer, C. Speich, D. Schäfer, D. Erni, W. Prost, F. J. Tegude, N. Benson und R. Schmechel. „Modelling of electron beam induced nanowire attraction“. *Journal of Applied Physics* 117.14, 145101 (2016).

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter im Fachgebiet Nanostrukturtechnik (NST) der Universität Duisburg-Essen, im Rahmen des BMBF-Verbundprojektes *Nanoskalige III-V / Silizium Heterostrukturen für hocheffiziente Solarzellen*.

An dieser Stelle möchte ich allen Personen danken, die maßgeblich zur Realisierung dieser Arbeit beigetragen haben:

- Zuerst gilt mein Dank Prof. Dr. Roland Schmechel für die Möglichkeit, an seinem Lehrstuhl tätig zu sein. Er hat mir in zahlreichen Gesprächen wichtige Anregungen und Hinweise gegeben, und trotz eines vollen Schreibtisches immer ein offenes Ohr gehabt. Seine freundliche und positive Grundstimmung hat viel dazu beigetragen, dass ich mich in der Nanostrukturtechnik jederzeit gut aufgehoben gefühlt habe.
- Bei Dr. Niels Benson bedanke ich mich für seine Betreuung und sein Vertrauen in meine Fähigkeiten. Seine fachliche und persönliche Hilfe im Bereich der Photovoltaik und bei der Umsetzung der von mir bearbeiteten Projekte war für mich sehr wertvoll.
- Prof. Dr. Gerd Bacher danke ich für seine Bereitschaft das Zweitgutachten meiner Arbeit zu übernehmen.
- Meinen Kollegen der Arbeitsgruppe Photovoltaik, speziell Martin Meseth und Miriam Engel, danke ich für die vielen anregenden Gespräche und Diskussionen. Besonders möchte ich mich auch bei Martin Dehnen für die fachliche Kompetenz und Betreuung der chemischen Prozesse (z. B. bei der Herstellung von Dispersionen, sowie bei Ätz- und Metallisierungsschritten) bedanken.
- Des Weiteren gilt mein Dank allen Kollegen der Nanostrukturtechnik. Vor allem bei Christoph Kleinert († 23.09.2014) und Felix Bensel möchte ich mich für die konstruktive und unkomplizierte Zusammenarbeit in technischen Aufgabestellungen bedanken. Für wissenschaftliche und private Diskussionen danke ich Markus Engenhorst, Dennis Kiesler, Ruben Chavez, Andre Becker, Martin Fendrich und Victor Kessler. Klaus Kubernus-Perscheid danke ich für seine Unterstützung bei EDV-Problemen, sowie Andreas Trampe, Heidi Giesen und

Dagmar Kamin-Düster für die Regelung so mancher bürokratischer und finanzieller Hürde.

- Ich danke meinen Studenten für ihre individuellen Beiträge: Dennis Albrecht, Hüseyin Kezer, Scarlett Hemken to Krax, Christian Kunert, Kevin Neumann, Sven Reschke, Karsten Rojek, Alexander Schug und Semih Türk.
- Im Rahmen des von mir bearbeiteten Projektes durfte ich mit Claudia Speich, Dr. Artur Poloczek und Dr. Werner Prost der Halbleitertechnik (HLT) der Universität Duisburg-Essen zusammenarbeiten. Die Zusammenarbeit habe ich immer als konstruktiv, freundlich und positiv empfunden, dafür herzlichen Dank.
- Prof. Dr. Daniel Erni und Dr. David Schäfer der Arbeitsgruppe allgemeine und theoretische Elektrotechnik (ATE) danke ich für die Zusammenarbeit bei der von mir beobachteten, REM-induzierten Bewegung von GaAs-Nanodrähten. Die Ergebnisse konnten in Kooperation mit Dr. Werner Prost und Claudia Speich (HLT) publiziert werden, waren aber thematisch zu weit entfernt, um sie in dieser Arbeit zu berücksichtigen [156].
- Danken möchte ich auch Franziska Muckel (Werkstoffe der Elektrotechnik, WET) sowie Dr. Günther Prinz (Experimentalphysik) für die Messung der Reflektivität meiner Proben.
- Der Arbeitsgruppe Elementaranregungen und Transport in Festkörpern (FeT, Humboldt-Universität Berlin) danke ich für die Kooperation im Rahmen des BMBF-Verbundprojektes, insbesondere Mikaela Elagin und Dr. Mykhaylo Semtsiv für die Bereitstellung der photoaktiven Probe mit Gitterkontakt (siehe Abschnitt 3.3.5).
- Dem Institut für Energie und Umwelttechnik e.V (IUTA) danke ich für die Bereitstellung der verwendeten Siliziumnanopartikel.
- Bei der Erstellung einer textlich, grammatikalisch und orthographisch einwandfreien Version dieser Arbeit war mir Barbara Schrammel mit der nötigen Detailverliebtheit eine große Hilfe, dafür herzlichen Dank.

Zu guter Letzt danke ich meiner Familie, insbesondere meinen Eltern Lucia und Norbert Bitzer, sowie meiner Freundin Julia Stötzel für ihren bedingungslosen Rückhalt. Sie haben mich durch die Höhen und besonders die Tiefen dieser intensiven Arbeitsphase getragen und mich immer wieder motiviert und bestärkt, sodass am Ende dieses Werk entstehen konnte.

Lucas Bitzer
im März 2016
